Tomographisch - interferometrisches Verfahren zur Vermessung und Optimierung der Schallfelder von Vielwandlersystemen für die akustisch optische Hohlstellenerkennung an historischen Wandmalereien

Von der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg zur Erlangung des Grades und Titels eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) angenommene Dissertation von Herrn

Holger Joost

geboren am 13. November 1963 in Kirchlinteln

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Hinsch

Zweitgutachter: Prof. Dr. Volker Mellert

Tag der Disputation: 08.02.2012

Zusammenfassung

Ein wichtiges Thema im Bereich der Erhaltung von historischen Wandmalereien ist die Detektion von bemalten Putzschichten, die sich vom Untergrund abgelöst haben und damit herunterzufallen drohen. Ein leistungsfähiges Verfahren, um die Haftung malereitragenden Putzes zu kontrollieren, ist das in Kapitel 2 vorgestellte laseroptische Schwingungs-Messverfahren auf Basis einer zeitmittelnden Version der elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI). Die grundlegende Idee des Verfahrens ist, lose Bereiche durch akustische Beschallung zu kleinsten Schwingungen anzuregen, die dann optisch gemessen werden. Obwohl das Messverfahren eine so hohe Empfindlichkeit aufweist, dass bereits Schwingungsamplituden im Bereich von wenigen Nanometern nachgewiesen werden können, ist ein hoher Schallpegel zur Anregung von losen Bereichen nötig. Um diesen störend hohen Schallpegel im Raum zu vermeiden, wird ein akustisches Anregungssystem im Audiofrequenzbereich mit sehr hoher Richtwirkung benötigt, dass sicherstellt, dass nur der gerade untersuchte Bereich beschallt wird. Zu diesem Zweck werden parametrische Systeme, die bei Frequenzen im Ultraschallbereich arbeiten, für die nichtlineare Erzeugung von stark gerichtetem Audioschall eingesetzt und stellen einen vielversprechenden Lösungsansatz dar.

Im Kapitel 3 werden die Grundzüge der parametrischen Schallerzeugung, einige damit verbundene Probleme und Erkenntnisse, die an einem Prototyp gewonnen worden sind, diskutiert. Um möglichst hohe Audioschalldrücke zu erzielen, werden solche Systeme als Arrays aus vielen hundert piezoelektrischen Einzelwandlern aufgebaut. Als ein Faktor, der zu einer Verschlechterung der Richtungswirkung führt, wurde erkannt, dass die Wandler durch Abweichungen in ihren Resonanzfrequenzen bei der Betriebsfrequenz nicht in Phase strahlen. Um diese Effekte zu kontrollieren und eine Stellgröße für eine Phasenanpassung zu haben, muss das resultierende Ultraschallfeld vor dem Array bekannt sein.

Das zuvor schon verwendete laseroptische Schwingungs-Messverfahren ist hierzu für die Untersuchung von Schallfeldern in Luft modifiziert und so erweitert worden, dass damit für Arrays bestehend aus vielen Einzelwandlern die dreidimensionale Amplituden- und Phasenverteilung des akustischen Feldes rekonstruiert werden können, wie in Kapitel 4 dargestellt wird. Die verwendete optische Methode nutzt aus, dass die Phase von Laserlicht beim Durchqueren eines Schallfeldes durch die Variation des Brechungsindexes der Luft moduliert wird, hervorgerufen durch die Druckänderungen der sich ausbreitenden Schallwelle. Die mit dem Messverfahren gewonnenen Aufnahmen repräsentieren zweidimensionale Projektionen des Schallfeldes, integriert entlang der Beobachtungsrichtung. Unter Einsatz eines Phasenschiebeverfahrens lassen sich aus den Aufnahmen die integrierten Amplituden- und Phasenverteilungen des Schallfeldes berechnen. Da sich das dreidimensionale Schallfeld erst aus einer Vielzahl solcher Projektionen mit unterschiedlichen

Beobachtungsrichtungen durch das Schallfeld hindurch rekonstruieren lässt, wird das zu untersuchende Wandlerarray auf einen präzisen Drehtisch montiert und die Datenaufnahme für eine Abfolge von unterschiedlichen Drehwinkeleinstellungen durchgeführt. Eine tomographische Rückprojektionstechnik, die speziell für solch alternierende Schallfelder angepasst wurde, erlaubt die dreidimensionale Rekonstruktion des akustischen Feldes. Arrays mit einem Durchmesser von 18 cm mit 61 einzelnen Ultraschallwandlern sind damit mit einer Phasenauflösung von $\pm 20^\circ$ vermessen worden. Diese Daten sind verwendet worden, um die akustischen Phasen durch mechanisches Verschieben der Tiefenposition der Einzelwandler aneinander anzugleichen.

Die akustischen Eigenschaften eines parametrischen Wandlersystems, das aus 30 derart optimierten Teilarrays zusammengesetzt worden ist, werden in Kapitel 5 diskutiert. In einer ebenfalls konzipierten Betriebsweise, die weitere erkannte Probleme verhindert, wird eine beeindruckende Audioschall-Richtwirkung mit Winkelbreiten bei halber Leistung im Bereich von 10° für Audiofrequenzen von 100 Hz bis 2000 Hz erreicht. Solche Richtungswirkungen sind zumindest für die tieferen Frequenzen mit konventionellen Lautsprechern nicht zu erreichen.

Summary

An important issue in the preservation of historical murals is the detection of painted plaster layers that detach from the supporting wall and thus threaten to fall off. A powerful technique for the inspection of the bonding between plaster and the supporting wall is a laser-optical vibration measurement method based on a time-average version of electronic speckle pattern interferometry (ESPI), described in chapter 2. The fundamental idea of the method is to excite detached areas by applying sound waves and to detect these vibrating areas optically. Although the method has such a high sensitivity, that vibration amplitudes down to a few nanometres can be detected, a high sound level is necessary to excite detached areas. To avoid such discommoding high sound level in the room, an acoustic excitation system is needed in the audio frequency range with a very high directivity that makes sure that mainly the area of investigation is irradiated with sound waves. For this purpose parametric systems at ultrasonic frequencies are used for the nonlinear generation of highly directional audio sound and are considered as a promising solution.

The main features of parametric sound generation, some problems connected with it and first experiences with a prototype are discussed in chapter 3. To achieve audio high sound pressure levels systems are built up as arrays of many hundreds of piezoelectric transducers. It was

recognized that an essential reason for a reduced directivity is caused by the fact that these elements don't radiate in phase at working frequency due to deviations from their resonant frequencies, resulting in corresponding phase shifts. To control such effects and provide for active adjustments the produced ultrasonic sound field in front of the array must be known.

Thus, the laser-optical vibration measurement method was modified and enhanced for the investigation of sound fields in air allowing to reconstruct the three dimensional amplitude and phase distribution of the acoustic field from arrays consisting of many individual transducers, as described in chapter 4. The optical method makes use of the phase modulation of laser light propagating through a sound field due to the small variations in the refractive index of the air caused by the pressure fluctuations of a propagating sound wave. The recordings obtained with the measurement system represent two-dimensional projections of the sound field integrated along the observation direction. Using a phase shifting method the integrated amplitudes and phase distributions of the sound field can be calculated from the recordings. Since the three-dimensional sound field can only be reconstructed from a variety of such projections with different observation directions through the sound field, the array under investigation is mounted on a precise turntable and data are recorded at a sequence of different angles of rotation. A tomographic back projection technique especially adapted for alternating sound fields allows the three-dimensional reconstruction of the acoustic field. Arrays with diameters of 18 cm with 61 single ultrasonic transducers each have been measured with a phase resolution of $\pm 20^{\circ}$. These data have been used to adjust the acoustic phases by moving the depth position of the individual transducers mechanically to each other.

The acoustic characteristics of a parametric system build up from 30 such optimized arrays are discussed in chapter 5. In a special operation mode, developed to prevent further recognized problems an impressive audio sound directivity is achieved with half-power beam width of about 10° for audio frequencies from 100 Hz to 2000 Hz. Such directivity can not be achieved with any conventional loudspeaker system at least for lower frequencies.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Summary	iv
Inhaltsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
1.1 Optische Messtechnik am Baudenkmal	1
1.2 Putzablösungen bei Wandmalereien	1
1.3 Akustische Problemstellung: Erzeugung gerichteten Audioschalls	3
1.4 Lösung: parametrische Schallerzeugung	4
1.5 Motivation für die Arbeit	5
2 Videoholografisches Schwingungsmessverfahren	7
2.1 Grundlagen der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI) 8
2.1.1 Zeitmittlungs-ESPI	8
2.1.2 Zeitmittlungs-ESPI mit moduliertem Referenzstrahl	13
2.1.3 Phasenshiftverfahren zur Berechnung von Amplituden-	und
Phasenkarten	15
2.2 Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien	16
2.2.1 Komponenten des videoholografischen Messsystems	17
2.2.2 Messungen mit dem Messverfahren - Datenaufnahme und Auswert	tung 18
2.3 Beispielhafte Untersuchungsergebnisse	22
2.3.1 Fresken des Klosters St. Johann in Müstair (Schweiz)	23
2.3.2 Schwindfresken der Wartburg in Eisenach	27
2.3.3 Iwein-Malereien im Hessenhof in Schmalkalden	29
2.4 Fazit	30
3 Parametrische Audioschallerzeugung	32
3.1 Historische Entwicklung	32
3.2 Grundlagen der parametrischen Schallerzeugung	32
3.2.1 Nichtlineare Akustik	33
3.2.2 Ursache der Nichtlinearität und ihr Einfluss auf die Wellenausbreit	tung 33
3.2.3 Beschreibung parametrischer Audioschallerzeugung	37

INHALTSVERZEICHNIS

3.2.4	Richtungswirkung parametrischer Schallerzeugung	42
3.2.5	Signifikante Probleme der ersten Systeme - Verzerrungen	43
3.2.6	Strategien zur Reduktion der Verzerrungen	44
3.2.7	Ultraschallemitter	46
3.3	Stand der Technik	48
3.3.1	Kommerzielle Wandlersysteme zur parametrischen Schallerzeugung	48
3.3.2	Publizierte Charakteristiken parametrischer Systeme	49
3.3.3	Akustische Charakteristiken eines Prototyps	51
3.3.4	Fazit	54
3.4	Konzept eines Wandlerarrays für die vorgesehene Anwendung	55
3.4.1	Vermeidung der Erzeugung von Audioschall am Wandlerarray	56
3.4.2	Erzeugung eines möglichst idealen primären Ultraschallfeldes	56
3.4.3	Unterteilung des Wandlerarrays	58
3.4.4	Verwendete PZT-Wandler	59
3.4.5	Verstärker zum Betrieb des Wandlerarrays	59
4 Vern	nessung und Rekonstruktion von Schallfeldern	61
4.1	Methoden zur Untersuchung der räumlichen Struktur von Schallfeldern	61
4.2	Beziehung zwischen schallinduzierter Brechungsindexänderung und	
	optischer Weglänge	63
4.3	Phasenmodulation von Laserlicht beim Durchqueren akustischer Felder	65
4.4	Vermessung und Rekonstruktion von Schallfeldern mit der Elektronischen	
	Specklemuster-Interferometrie (ESPI)	66
4.4.1	Beispiel 1: Schallfeld eines Hochtonlautsprechers	72
4.4.2	Beispiel 2: Ausschnitt eines Schallfeldes eines PZT-Arrays	72
4.4.3		73
4.4.4	Fazit: Aus Projektionen zur dreidimensionalen Feldstruktur	76
4.5	Tomographische Erweiterung des videoholografischen Messverfahrens	77
4.5.1		77
4.5.2	Objektrekonstruktion mittels gefilterter Rückprojektion	79
4.5.3	ē	86
4.5.4	Implementierung der Tomographie für die videoholografische 3D-Schallfeldvermessung	90

INHALTSVERZEICHNIS

4.5.5	Videoholografische 3D Schallfeldmessungen mit Tomographie:	
	Versuchsaufbau	92
4.5.6	Messgeometrie und tomographische Rückrechnungsmethode	96
4.5.7	Auflösungsvermögen	98
4.5.8	Phasenfehler der Parallelstrahl-Näherung	101
4.5.9	Phasenabgleich der Wandlerarrays: Exemplarische Ergebnisse der	
	tomographischen Rekonstruktion	110
4.5.10	Fazit	115
Das au	fgebaute parametrische Wandlersystem und seine Eigenschaften	116
5.1 E	Beschreibung des parametrischen Wandlerarrays	116
5.2 A	kustische Eigenschaften des Wandlersystems	118
5.2.1	Der Messaufbau zur Vermessung der Richtcharakteristik	119
5.2.2	Messabstand	120
5.2.3	Richtcharakteristiken des Wandlerarrays für Ultraschall	122
5.2.4	Ultraschallunterdrückung zur verlässlichen Audioschall-Messung	131
5.2.5	Leistungstest des Wandler-Arrays: Audioschall-Richtcharakteristiken	140
5.2.6	Abstrahlung von Audioschall bei AM-Betrieb	147
Zusam	menfassung und Ausblick	153
Literat	tur- und Quellenverzeichnis	161
nksagui	ng	167
lbständi	gkeitserklärung	169
benslau	f	171
röffentl	ichungen und Konferenzbeiträge	173
	4.5.6 4.5.7 4.5.8 4.5.9 4.5.10 Das au 5.1 B 5.2 A 5.2.1 5.2.2 5.2.3 5.2.4 5.2.5 5.2.6 Zusam Literat anksagur lbständig benslauf	Versuchsaufbau 4.5.6 Messgeometrie und tomographische Rückrechnungsmethode 4.5.7 Auflösungsvermögen 4.5.8 Phasenfehler der Parallelstrahl-Näherung 4.5.9 Phasenabgleich der Wandlerarrays: Exemplarische Ergebnisse der tomographischen Rekonstruktion 4.5.10 Fazit Das aufgebaute parametrische Wandlersystem und seine Eigenschaften 5.1 Beschreibung des parametrischen Wandlerarrays 5.2 Akustische Eigenschaften des Wandlersystems 5.2.1 Der Messaufbau zur Vermessung der Richtcharakteristik 5.2.2 Messabstand 5.2.3 Richtcharakteristiken des Wandlerarrays für Ultraschall 5.2.4 Ultraschallunterdrückung zur verlässlichen Audioschall-Messung 5.2.5 Leistungstest des Wandler-Arrays: Audioschall-Richtcharakteristiken

1 Einleitung

Zu den größten Kulturgütern der Menschheit gehören sicher ihre historischen Bauwerke. Viele von Ihnen haben zwar schon etliche Jahrhunderte überstanden, sind aber von den vielen Einflüssen, denen sie im Laufe der Jahre ausgesetzt waren, zum Teil schwer gezeichnet. Neben den sich täglich ändernden natürlichen Umwelteinflüssen wie dem Wetter, gehören insbesondere anthropogene Einflüsse dazu. Die Menschen nahmen nicht nur häufig Eingriffe in die Bausubstanz vor, wie z.B. bei Nutzungsänderungen oder aber auch bei Umgestaltungswünschen, sondern verursachten mit der Verschmutzung der Umwelt durch Luftschadstoffe, die mit der Industrialisierung einher ging, einen weiteren massiven Schädigungsprozess. Dessen dramatische Auswirkungen zeigten sich dann vor allem in der zweiten Hälfte des vergangenen Jahrhunderts in der ständig steigenden Notwendigkeit von Restaurierungsarbeiten in immer kürzeren Zeitabständen.

1.1 Optische Messtechnik am Baudenkmal

Schon seit vielen Jahren arbeiten Experten der Denkmalpflege und Naturwissenschaftler eng zusammen, um Schadensmechanismen und ihr Zusammenwirken, Materialen und Verfahren zur Konservierung und objektive Methoden zur Schadensdiagnostik oder dem Monitoring von bedenklichen Schadenszuständen zu erforschen. Von den vielfältigen dafür denkbaren Verfahren haben sich für viele Fragestellungen zerstörungsfrei arbeitende (laser-)optische Messverfahren als sehr gut geeignete Diagnosetechniken erwiesen [1] - [5]. So konnten damit z.B. die nur wenige tausendstel Millimeter großen Bewegungen von Putz- oder Steinpartien im Tagesverlauf durch Änderungen von Sonneneinstrahlung, Temperatur und Luftfeuchte gemessen werden, die für das Verständnis der Schädigungsprozesse jedoch von großer Bedeutung sind.

1.2 Putzablösungen bei Wandmalereien

Ein großes Problem bei historischen Wandmalereien ist, dass sich bemalte Putzbereiche von ihrem Untergrund ablösen und herunterzufallen drohen [6]. Viele Wandmalereien weisen deshalb bereits einen mehr oder weniger großen Verlust von Teilen der Malerei auf.

Als Ursache dafür kommen handwerkliche Mängel bei der Erstellung der Wandmalereien, Schädigungen durch Wassereinbruch, oder Katastrophen wie Erdbeben, Bränden oder ähnlichem in Betracht. Häufig sind es aber gerade die jahrelangen, täglichen Umwelteinflüsse, wie mechanische Spannungen in Folge von Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen und vor allem Kristallisationsprozesse von eingetragenen oder

im Material vorhandenen Salzen, die ursächlich für diese Ablösungen sind [7], [8]. Dabei kommt es zunächst zur Bildung von Hohlstellen zwischen Mauerwerk und Putz, was dann in Folge zur Bildung von Beulen und Rissen und in Extremfällen zum Herabfallen von Teilen oder gar der ganzen Malerei führt.

In dem Bemühen um den Erhalt und bei der Kontrolle von Reparaturmaßnahmen ist es daher häufig erforderlich, die Haftung des malereitragenden Putzes auf der darunter liegenden Wand zu kontrollieren. Die Lokalisierung loser Bereiche muss in möglichst schonender Weise erfolgen, um rechtzeitig konservatorische Maßnahmen planen und durchführen zu können. Üblicherweise wird dies vom Restaurator durch vorsichtiges Abklopfen der Wand durchgeführt (Perkussionsmethode). Dieses Verfahren ist jedoch sehr zeit- und arbeitsaufwendig, nicht berührungslos und für das Erreichen höher gelegener Malereien wird ein Gerüst benötigt. So ist es kostenintensiv und das Ergebnis abhängig vom jeweiligen Restaurator, somit also subjektiv.

Hier bestand daher der Bedarf an einer objektiven, möglichst berührungslosen und auch aus größerer Entfernung messenden Methode, die eine genaue Kartierung der abgelösten Putzbereiche liefert. In den vergangenen Jahren sind verschiedene neue Verfahren zu diesem Zweck entwickelt und eingesetzt worden [8], [9]. Optische Methoden bieten sich hierfür geradezu an. Das in dem zweiten Kapitel näher beschriebene Messverfahren, für das im Rahmen eines von der Deutschen Bundesstiftung Umwelt (DBU), Osnabrück, geförderten Projekts ein kleines kompaktes Messgerät für die Vor-Ort Anwendung entwickelt und zwischenzeitlich sehr erfolgreich an einer Vielzahl von historischen Bauwerken eingesetzt wurde, bietet alle diese Vorteile. Dazu wird die zu untersuchende Wand mit Schall im hörbaren Bereich von typischerweise etwa 100 Hz – 1000 Hz aus einem Lautsprecher bestrahlt. Lose Partien können so zu kleinsten Schwingungen angeregt werden, deren Existenz mit einer laser-optischen Messmethode mit hoher Empfindlichkeit nachgewiesen wird.

Von erheblichem Nachteil ist jedoch der erforderliche sehr hohe Pegel des Anregungsschalls. Der Schall beeinträchtigt jede anderweitige Raumnutzung während einer Messung, stört das Messverfahren an sich, kann Malereien an nicht beobachteten Stellen zu unkontrollierten Schwingungen anregen und über den Nachhall des Raumes auf das Objekt rückwirken. Um den hohen Schallpegel im Raum zu vermeiden, wäre es erforderlich, ausschließlich die jeweils aktuelle Messfläche gezielt zu beschallen – was mit konventionellen Lautsprechern jedoch nach grundlegenden physikalischen Gesetzen (Zusammenhang zwischen Abstrahlungswinkel und Wellenlänge) nicht möglich ist.

1.3 Akustische Problemstellung: Erzeugung gerichteten Audioschalls

Wird mit Hilfe von Lautsprechern Luftschall erzeugt, so spielt aus physikalischer Sicht das Verhältnis von abgestrahlter Schallwellenlänge λ_S zu der Abmessung des Schallwandlers D die entscheidende Rolle für die Abstrahlungscharakteristik.

Wie in Abb. 1 dargestellt, können dabei prinzipiell die folgenden drei Fälle unterschieden werden:

- Ist $D \ll \lambda_S$, so erfolgt die Abstrahlung nahezu kugelförmig.
- Ist $D \approx \lambda_S$, so erfolgt die Abstrahlung mit einer nicht sehr stark gerichteten Hauptkeule und vielen Nebenkeulen, bedingt durch Beugungseffekte.
- Ist $D \gg \lambda_S$, dann erfolgt die Abstrahlung sehr gerichtet mit nur einer Hauptkeule (geometrische Akustik).

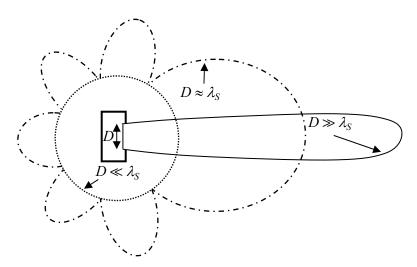


Abb. 1 Abstrahlcharakteristik eines Lautsprechers, die durch das Verhältnis von der abgestrahlten Wellenlänge λ_s zum Wandlerdurchmesser D gekennzeichnet ist.

Für eine untere Schallfrequenz f_S von 100 Hz, die bei dem Schwingungsmessverfahren gefordert wird, würde sich mit der Schallgeschwindigkeit $c_0 = 343$ m/s und der Relation $\lambda_S = c_0/f_S$ eine Wellenlänge von 3,43 m ergeben. Für eine gerichtete Abstrahlung dieser Frequenz würde also ein Lautsprecher benötigt, dessen Membrandurchmesser viel größer wäre als eben diese 3,43 m. Selbst wenn er gebaut werden würde, so wäre er doch so groß und unhandlich, dass er kaum für Messungen vor Ort zu gebrauchen wäre.

Ist also eine stark gerichtete Schallabstrahlung erwünscht, so muss eine andere Art der Schallerzeugung herangezogen werden.

1.4 Lösung: parametrische Schallerzeugung

Eine Möglichkeit der gerichteten Erzeugung von Audioschall in Luft bieten parametrische Systeme. An dieser Stelle wird zunächst grob deren Funktionsprinzip erläutert, eine etwas ausführlichere Behandlung des Themas erfolgt in Kapitel 3.

Bei parametrischen Systemen zur gerichteten Erzeugung von Audioschall wird zunächst ausgenutzt, dass Ultraschall aufgrund seiner kleinen Wellenlänge λ_S im Bereich von nur wenigen Millimetern von einem System, dessen Durchmesser groß gegenüber der Wellenlänge des Ultraschalls ist (hier genügen demnach schon einige Zentimeter), stark gerichtet abgestrahlt wird. In einem solchen gerichteten Ultraschallstrahl werden bei ausreichend hohen Schalldrücken Summen- und Differenzfrequenzen aus zwei abgestrahlten Ultraschallfrequenzen an einer Nichtlinearität der Luft als eigene Signale erzeugt. Werden z.B. die beiden Ultraschallfrequenzen $f_1 = 38$ kHz und $f_2 = 38,5$ kHz mit hinreichend hohem Schalldruck von einem Ultraschall-System abgestrahlt, so werden an der Nichtlinearität der $f_{Sum} = f_1 + f_2 = 76,5 \text{ kHz}$ Luft die Summenund Differenzfrequenzen $f_{Diff} = |f_1 - f_2| = 500 \text{ Hz}$ erzeugt (siehe Abb. 2). Interessant sind für den hörbaren Bereich, den Audioschallbereich, nur die Differenzfrequenzen, die anderen Frequenzen liegen im nicht hörbaren Bereich.

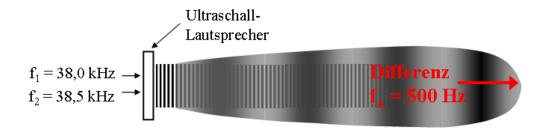


Abb. 2 Funktionsprinzip parametrische Audioschallerzeugung

Der auf diese Art und Weise erzeugte Audioschall besitzt eine ähnlich starke Richtwirkung wie der primäre Ultraschallstrahl. Anschaulich ist dies so zu verstehen, dass in dem Ultraschallstrahl viele virtuelle Audioschallquellen hintereinander entstehen, deren Beiträge sich in Richtung des fortlaufenden Ultraschalls phasenrichtig aufaddieren, da sich beide Schallsignale mit der gleichen Schallgeschwindigkeit fortpflanzen. Bekannt ist dieses Prinzip von den sog. End-Fire-Arrays, bei denen eine Abfolge von Lautsprechern linear hintereinander angeordnet ist, die zeitverzögert so angesteuert werden, dass die Schallwelle jeweils durch den nächsten Lautsprecher phasenrichtig aufaddiert wird. Im Gegensatz zu einem solchen System mit einer begrenzten Anzahl an Lautsprechern gibt es im Ultraschallstrahl quasi unendlich viele Audioschallquellen, die für die starke Richtwirkung in Ausbreitungsrichtung des primären Ultraschalls verantwortlich sind.

Da bei Verwendung von zwei Ultraschallsignalen nur ihre Differenzfrequenz als Audiosignal in der Luft erzeugt werden kann, wird für die Übertragung von komplexen Audiosignalen, wie z.B. Sprache oder Musik, ein etwas anderes Verfahren eingesetzt. Hierbei wird eine Ultraschallträgerfrequenz verwendet, deren Amplitude mit dem komplexen Audiosignal moduliert wird. Hier wird analog zu der vorhergehenden Beschreibung das aufmodulierte Audiosignal in der Luft an deren Nichtlinearität erzeugt.

Der Audioschall entsteht bei dieser Methode im Gegensatz zur Abstrahlung von einem Lautsprecher erst allmählich in dem Ultraschallstrahl, so dass sein Schalldruck mit zunehmender Entfernung vom Wandler zunächst ansteigt, bis der Ultraschallpegel aufgrund der Mischung und der Dämpfung in der Luft soweit abgenommen hat, dass er keinen weiteren Beitrag zum Audiosignal mehr liefert. Hier spielt also nicht die Größe der abstrahlenden Wandlerfläche sondern die Länge der Wechselwirkungszone die entscheidende Rolle für die Richtwirkung des Audioschalls. Auch wenn die parametrische Erzeugung von Audioschall aufgrund der schlechten Konversion in Luft nicht sehr effektiv ist, so bietet sie doch den Vorteil der sehr gerichteten Abstrahlung.

Es ist äußerst eindrucksvoll, die Vorführung eines solchen Systems als Zuhörer zu erleben. Üblicherweise wird dabei der Schallstrahl, der z.B. Vogelgezwitscher überträgt, über eine reflektierende Wand geführt, wobei die Zuhörer immer die genaue Position des "virtuellen" Vogels bestimmen können. Ein solches Erlebnis macht sehr zuversichtlich, was den vorgesehenen Einsatz als Schallquelle für das Schwingungsmessverfahren betrifft.

1.5 Motivation für die Arbeit

Das grundlegende Ziel der vorliegenden Arbeit war, die Methode des videoholografischen Schwingungsmessverfahrens durch eine neuartige Technik der gerichteten Schallerzeugung mit einem parametrischen System weiter zu entwickeln. Bei dieser Technik wird der im Hörbereich liegende Anregungsschall nicht mehr direkt von einem konventionellen Lautsprecher, sondern durch nichtlineare Mischung zweier Ultraschallkomponenten aus gerichtet abgestrahltem Ultraschall erzeugt. Ein solcher Schallrichtstrahler hat wegen des großen Volumens, das phasenrichtig zur Erzeugung des Audioschalls beiträgt, eine viel höhere Richtwirkung und kann daher so gezielt auf die Untersuchungsfläche gerichtet werden, dass er dort eine große Wirkung hervorruft während die Schallausbreitung in den Rest des Raumes gering ist und gegebenenfalls noch durch Absorber verringert werden kann.

Solche parametrischen Systeme werden derzeit auf der ganzen Welt von nur etwa vier Unternehmen angeboten. Diese Systeme sind im Wesentlichen in Hinblick auf kommerzielle Anwendungen, wie z.B. als Audioguide in Museen für die gezielte Beschallung von Personen

in unterschiedlichen Sprachen an unterschiedlichen Positionen vor einem Objekt entwickelt worden. Da sich die Anforderungen für solche Systeme an der Übertragung von Audiosignalen mit sprachverständlichem Schalldruck und Frequenzbereich orientieren, existieren keine für die vorgesehene Anwendung entsprechend leistungsstarken Systeme in dem benötigten Audiofrequenzbereich. Ein entsprechendes parametrisches System kann daher nicht einfach dazu gekauft werden, sondern muss speziell dafür gebaut werden.

In der Literatur finden sich keine Anleitungen zur Auslegung von parametrischen Systemen zur Erzeugung von Audioschall in Luft, die klare Rückschlüsse auf erreichbare Audioschalldrücke und Richtwirkungen erlauben. Publizierte Daten real aufgebauter Systeme ergeben zwar ebenfalls kein eindeutiges Bild, die aktuellste davon zeigte jedoch Richtcharakteristiken und Schalldruckpegel die sehr hoffnungsfroh stimmten, ein entsprechend leistungsstarkes System bauen zu können. Um selbst Einschätzungen zu erreichbaren Richtwirkungen und Schalldrücken vornehmen zu können, konnten an einem zur Verfügung gestellten Prototyp eines schon etwas leistungsstärkeren Systems erste praktische Erfahrungen gesammelt werden. Bei der akustischen Charakterisierung dieses Systems zeigte sich jedoch bei Mikrofonmessungen eine unerwartet breite Richtungsabstrahlung. Damit lagen dann drei sich zum Teil widersprechende Ergebnisse vor.

Weiteres Ziel dieser Arbeit war daher, den Ursachen für die Ungereimtheiten bei den Erkundungen der Eigenschaften von parametrischen Systemen nachzugehen, Verfahren zu ihrer Überwindung zu entwickeln und mit diesen Erkenntnissen ein leistungsstarkes parametrisches System zur Erzeugung von gerichteten Audioschall zu konzipieren und aufzubauen, das für den vorgesehenen Einsatzzweck an den Wandmalereien hinreichend geeignet ist.

In dieser Arbeit wird im Folgenden im Kapitel 2 zunächst das eigentliche akustisch-optische Verfahren zur Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien näher vorgestellt, da die Grundlagen dieses Verfahren auch die der in Kapitel 4 eingeführten optischen Sondierungstechnik von Schallfeldern sind. In Kapitel 3 wird die parametrische Schallerzeugung ausführlicher betrachtet und unter Zusammenführung aller Erkenntnisse ein Konzept für einen zu bauenden Schallrichtstrahler entwickelt, das darauf abzielt, dass Schallfeld des Schallrichtstrahlers gezielt zu modifizieren. Zu diesem Zweck muss das dreidimensionale Schallfeld vor dem Schallrichtstrahler bekannt sein. In Kapitel 4 wird gezeigt, wie mit Hilfe einer dort vorgestellten optischen Sondierungstechnik mit tomografischer Erweiterung die Schallfelder von parametrischen Wandlerarrays rekonstruiert und mit Hilfe dieser Datenbasis wie gewünscht modifiziert werden können. In Kapitel 5 wird der nach dem vorgesehenen Konzept aufgebaute parametrische Schallrichtstahler vorgestellt und charakterisiert.

2 Videoholografisches Schwingungsmessverfahren

Die grundlegende Idee des Schwingungsmessverfahren zur Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien beruht zunächst darauf, dass abgelöste Wandpartien mit Schall aus einem Lautsprecher zu kleinsten Schwingungen angeregt werden können. So bildet ein Flecken losen Putzes vor einer festen Wand physikalisch gesehen ein schwingungsfähiges System bestehend aus der Masse der Putzschicht und einer Federung, die bestimmt wird von der Elastizität der Putzschicht und dem Luftvolumen zwischen Putz und Wand. Die Anregung eines Schwingungssystems erfolgt am effektivsten bei seinen Resonanzfrequenzen, die in Abhängigkeit von den besonderen Eigenschaften eines jeweiligen Putz-Wand-Systems variieren. So muss die akustisch treibende Frequenz diese Resonanzen bei einer Untersuchung überstreichen, um alle losen Bereiche in einer Untersuchungsfläche anzuregen, um sie dann sicher zu detektieren.

Bereits seit vielen Jahren werden zur Detektion von Objektschwingungen mit kleinen holografische Messverfahren eingesetzt, z.B. beim Aufspüren Geräuschquellen im Automobil- und Maschinenbau [10], [11]. In dem hier vorgestellten Verfahren kommt die elektronische Variante der Holografie, die Videoholografie oder auch Elektronische Specklemuster-Interferometrie (ESPI) zur Anwendung. ESPI ist eine für die Untersuchung von kleinsten Schwingungen sehr gut geeignete Methode [12], die für die Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien von der Arbeitsgruppe Angewandte Optik an der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg adaptiert und weiterentwickelt wurde [13], [14]. Parallel zu dem in dieser Arbeit verwendeten videoholografischen Messverfahren ist von einer italienischen Gruppe ein ähnlich arbeitendes Messverfahren auf Basis eines nicht abbildenden, scannenden Laservibrometers mit vergleichbarer Empfindlichkeit entwickelt worden [15], [16].

In Folgenden werden die Grundlagen der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie anhand des Einsatzzwecks näher beschrieben. An dieser Stelle sei jedoch bereits darauf hingewiesen, dass die beschriebenen Grundlagen auch die eines erst später in Kapitel 4 zu entwickelnden Messverfahrens zur optischen Vermessung von Schallfeldern sind, dort also ebenfalls von Bedeutung sein werden.

2.1 Grundlagen der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI)

In diesem Kapitel werden die für das weitere Verständnis dieser Arbeit benötigten Grundlagen der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie anhand der konkreten Aufgabenstellung erörtert. Da sich bereits eine Vielzahl von Arbeiten intensiv mit diesem Thema beschäftigen, wird auch auf die weiterführende Literatur hierzu verwiesen [17], [18]. Eine detaillierte Beschreibung der Schwingungsmessung mit Videoholografie findet sich z.B. in [19], eine ausführliche Behandlung der theoretischen Grundlagen in [20], an die sich auch die Ausführungen in diesem Kapitel anlehnen.

2.1.1 Zeitmittlungs-ESPI

Die Videoholografie ermöglicht die simultane Beobachtung der Schwingungen einer größeren Objektoberfläche. Das Messprinzip verdeutlicht Abb. 3:

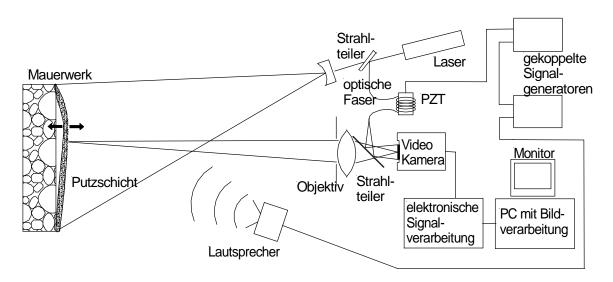


Abb. 3 Der Messaufbau des videoholografischen Schwingungsmessverfahrens.

Bei diesem Verfahren wird das zu untersuchende Objekt, hier z.B. ein malereitragender Putz auf einem Mauerwerksuntergrund, mit dem aufgeweiteten Strahl eines Lasers beleuchtet. Das an der Oberfläche gestreute Licht wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen, wobei die Größe der Apertur so zu begrenzen ist, dass die Speckles aufgelöst werden. Um interferometrische Empfindlichkeit zu erreichen, wird diesem Streulicht eine Referenzwelle überlagert, die aus dem beleuchtenden Laserstrahl ausgekoppelt wird. In unserem Falle wird diese Referenzwelle über eine Lichtleitfaser geführt, was eine sehr flexible Handhabung gewährleistet. Um zu verhindern, dass sich die Phase des Referenzstrahls innerhalb eines Speckles ändert, muss das Faserende, aus dem das Laserlicht austritt, scheinbar im Zentrum der abbildenden Apertur positioniert sein.

Das in der Bildebene der Videokamera entstehende sogenannte Interferenzmuster bezeichnet man als Hologramm. Die Intensität I in der Bildebene der CCD-Kamera wird in jedem Punkt (x, y) von der relativen Phase der beiden zur Interferenz kommenden Lichtwellen bestimmt:

$$I(x,y) = I_O(x,y) + I_R(x,y) + 2\sqrt{I_O(x,y)}I_R(x,y)\cos\phi(x,y).$$
 (2.1)

 $I_O(x, y)$ und $I_R(x, y)$ sind die Intensitäten von Objekt- und Referenzwelle, $\phi(x, y) = \phi_O(x, y) - \phi_R(x, y)$ ist die Phasendifferenz zwischen Objekt- und Referenzwelle.

Bewegen sich nun Bereiche der Untersuchungsfläche in der Größenordnung der Laserlichtwellenlänge λ_L (hier $\lambda_L = 532$ nm), so ändert sich entsprechend das Interferenzmuster in der Bildebene. Für eine Objektauslenkung $\vec{a}_O(x,y,t)$ ändert sich die Phase der Objektwelle wie folgt:

$$\phi'_{O}(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda_{L}} \vec{a}_{O}(x, y, t) \cdot (\vec{b}_{i}(x, y) - \vec{b}_{r}(x, y)) + \phi_{O}(x, y).$$
 (2.2)

Die Differenz zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung $\vec{b}_i - \vec{b}_r$ ist dabei der Empfindlichkeitsvektor des gewählten optischen Aufbaus an der Stelle (x,y). Bei der hier vorgestellten Anwendung interessiert – wie auch bei den sonst zumeist in der Literatur beschriebenen Anwendungsbeispielen – nur die Bewegungskomponente senkrecht (sog. out-of-plane Komponente) zur Oberfläche. Der empfindlichste Aufbau zur Messung dieser Komponente ergibt sich bei senkrechter Beleuchtungs- und Beobachtungsgeometrie. Damit ergibt sich bei einer harmonischen Schwingung mit der Frequenz ω_O , der ortsabhängigen Amplitude a_O und Phase φ_O :

$$\phi'_{O}(x,y,t) = \frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}(x,y) \cos(\omega_{O}t + \varphi_{O}(x,y)) + \phi_{O}(x,y). \tag{2.3}$$

Für die Intensität auf dem Sensor der Kamera folgt damit:

$$I(x, y, t) = I_O + I_R + 2\sqrt{I_O I_R} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_I} a_O \cos(\omega_O t + \varphi_O) + \phi\right). \tag{2.4}$$

Auf die Angabe der Ortsabhängigkeit auf der rechten Seite der Gleichung wurde dabei aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. $\phi(x,y)$ ist dabei wieder die Phasendifferenz zwischen Objekt- und Referenzwelle und bei der gewählten Strahlführung nur um einen konstanten Betrag gegenüber der Zufallsphase im Specklefeld der Objektwelle $\phi_O(x,y)$ verschoben, da die Phase ϕ_R des Referenzstrahls nicht ortsabhängig ist.

Werden nun lose Putzbereiche mit monofrequentem Schall aus einem Lautsprecher mit Frequenzen $\omega_O/2\pi\gg 25\,\mathrm{Hz}$ angeregt, so treten bei passender Frequenz periodische Schwingungen dieser Bereiche auf. Eine Standard-Videokamera mit einer Bildrate von typischerweise 25 Hz (in Europa) kann diese Intensitätsschwankungen zeitlich nicht auflösen, so dass während der Aufnahmezeit eines Videobildes über variierende Intensitäten gemittelt wird.

Unter Annahme einer vollständigen räumlichen Auflösung und einer linearen Übertragung ergibt sich ein Kamerasignal U(t), das proportional zu der zeitlich gemittelten Intensität ist:

$$U(t) \sim I(x,y) = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} I(x,y,t) dt = I_{O} + I_{R} + 2\sqrt{I_{O}I_{R}} \cos \phi J_{0} \left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}\right).$$
 (2.5)

Auch wenn das Kamerasignal ein zeitabhängiges elektrisches Signal mit der Einheit einer Spannung ist, wird im Folgenden mit dem dazu proportionalen Ausdruck I(x, y) gearbeitet. Die Zeitabhängigkeit ergibt sich dabei beim Auslesevorgang der Kamera aus der Ortsabhängigkeit der Intensität. Diese Art der Beschreibung geschieht der Übersichtlichkeit halber und ist im Einklang mit vielen Arbeiten zu ähnlichen Themen in der Literatur.

In der Gleichung (2.5) ist die Specklestruktur der Objektwelle in der Objektintensität I_O und der Phase ϕ enthalten. Der Kontrast der Speckle, also der Intensitätsunterschied zwischen den benachbarten extrem hellen und dunklen Punkten des Bildes, ist mit der Besselfunktion nullter Ordnung (J_0) moduliert und an den Stellen großer Amplituden wesentlich geringer als an den Stellen mit kleiner oder Null-Amplitude. Auch wenn dieser Kontrastunterschied bereits visuell erkennbar ist, so lässt er sich durch eine analoge oder digitale Weiterverarbeitung in einen wesentlich besser wahrnehmbaren Helligkeitsunterschied umsetzen.

Bei dem hier im Folgenden beschriebenen Verfahren wurde eine analoge Weiterverarbeitung des Videosignals implementiert, da diese für den vorgesehenen Einsatzzweck mehrere Vorteile bietet. So kann das Videosignal während der Messung ohne weitere Hilfsmittel wie einem Computer mit Bildverarbeitungshardware direkt auf einem Monitor dargestellt werden und ermöglicht dabei sowohl eine unmittelbare Kontrolle der Untersuchung wie auch ein rein visuelles Erkennen von schwingenden Bereichen auf dem Monitor. Beides hat sich bei einer Vielzahl von zwischenzeitlich erfolgten Vor-Ort-Messkampagnen als äußerst hilfreich herausgestellt. Aus diesem Grunde wird hier im Folgenden nur auf die analoge Weiterverarbeitung des Videosignals eingegangen, der Leser findet in der weiterführenden Literatur jedoch Näheres zur digitalen Weiterverarbeitung des Videosignals (z.B.[21]).

Bei der analogen Signalverarbeitung wird das Videosignal im Wesentlichen durch einen Hochpass gefültert und dann quadriert. Daneben erfolgen einige Verstärkungsschritte zur Anpassung der jeweiligen Spannungen an die Erfordernisse der unterschiedlichen elektronischen Bauteilgruppen. Die Hochpass-Filterung sorgt dabei für einen Abzug des Gleichspannungsanteils und somit für den Abzug der Untergrundintensität. Da nach der Hochpassfilterung diejenigen Signalanteile negativ werden, deren Werte unterhalb des Gleichspannungsanteils liegen, wird das Signal quadriert, so dass keine negativen Spannungswerte mehr vorkommen. Dann erfolgt lediglich noch eine Anpassung des Ausgangssignals an den üblichen Bereich eines analogen Videosignals von [0-1] V. Auch dieses Signal ist wieder ein zeitabhängiges Spannungssignal, das bei Zuordnung der Zeitpunkte zu den Orten auf dem Kamerasensor proportional ist zu

$$(\Delta I(x,y))^{2} = \left[I_{O} - \langle I_{O} \rangle + I_{R} - \langle I_{R} \rangle + 2\sqrt{I_{O}I_{R}} \cos \phi J_{0} \left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}\right)\right]^{2}$$

$$= \Delta I_{O}^{2} + \Delta I_{R}^{2} + 4I_{O}I_{R} \cos^{2} \phi J_{0}^{2} \left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}\right) + 4\Delta I_{O}\sqrt{I_{O}I_{R}} \cos \phi J_{0} \left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}\right)$$

$$+4\Delta I_{R}\sqrt{I_{O}I_{R}} \cos \phi J_{0} \left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{O}\right) + 2\Delta I_{O}\Delta I_{R}$$

$$(2.6)$$

 $\langle I_O \rangle$ steht dabei für die räumliche Mittelung der Objektintensität entlang der Zeilen des Videobildes und $\Delta I_O(x,y) = I_O(x,y) - \langle I_O \rangle$ für die Abweichung von der mittleren Intensität. Analoges gilt für ΔI_R . Um aus der Gleichung (2.6) die eigentlich interessierende ortsabhängige Schwingungsamplitude a_O zu erhalten, muss über ein Speckleensemble gemittelt werden, was über eine räumliche Mittelung realisiert wird. Dabei verschwinden die letzten drei Terme der Gleichung (2.6), da in einem voll ausgebildeten Specklemuster die Objektphase ϕ_O im Intervall $[0,2\pi]$ gleichverteilt ist, was zu einer ebenfalls gleichverteilten Differenzphase ϕ führt [22]. Damit ergibt sich:

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \sigma_O^2 + \sigma_R^2 + 2\langle I_O \rangle \langle I_R \rangle J_0^2 \left(\frac{4\pi}{\lambda_L} a_O \right). \tag{2.7}$$

 $\sigma_O = \sqrt{\langle \left(I_O - \langle I_O \rangle\right)^2}$ und $\sigma_R = \sqrt{\langle \left(I_R - \langle I_R \rangle\right)^2}$ sind die Standardabweichungen von I_O und I_R , die als statistisch unabhängig voneinander angenommen werden. Die Intensität der Referenzwelle ist im Idealfall konstant, während die der Objektwelle aufgrund des Speckles stark variiert. Die Helligkeit des Bildes ist also mit Streifen entsprechend dem Quadrat der Besselfunktion nullter Ordnung moduliert (siehe Abb. 4). Bei der Darstellung auf dem Monitor resultiert daher an den Stellen, an denen Teile der Objektoberfläche schwingen, eine

geringere Bildhelligkeit. An den Stellen, an denen keine Schwingungen auftreten, ergibt sich dagegen die ursprüngliche Bildhelligkeit.

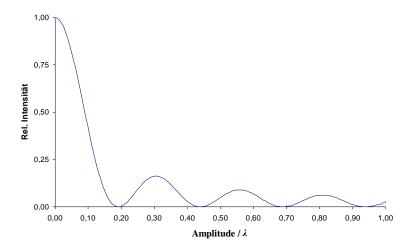


Abb. 4 Die Besselfunktion J_0^2 .

Die Schwingungsamplitude als eigentlich interessierende Größe bei einer Messung steckt in Gleichung (2.7) nur im letzten Term. Die beiden ersten Terme können als optisches Rauschen interpretiert werden, zu denen noch das elektronische Rauschen zu addieren wäre. Um ein möglichst gutes Nutzsignal zu erhalten (hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)), muss dieses Rauschen möglichst niedrig gehalten werden. Da die Standardabweichung σ_O im Objektstrahl nicht beeinflussbar ist, kann dies nur durch einen sauberen und gleichmäßigen Referenzstrahl geschehen [13].

Bei dem soweit beschriebenen Verfahren mit analoger Signalverarbeitung ist eine Stabilität von einem Bruchteil der Lichtwellenlänge zwischen Objekt und Messkopf nur während der Integrationszeit der Kamera, also je nach Modus über 20 oder 40 ms, erforderlich. Dies ist eine relativ geringe Anforderung, die Schwingungsmessungen außerhalb des Labors und auch über größere Entfernungen bis 100 m ermöglicht [23].

Die specklige Struktur der Bilder begrenzt bei diesem Messverfahren einerseits die räumliche Auflösung, andererseits aber auch den Messbereich nach oben. So lassen sich bei realen Messungen nur Maxima bis etwa zur 6. Ordnung erkennen, was einer Schwingungsamplitude von ca. 0,9 μ m bei einer Laserwellenlänge von 532 nm entspricht [19]. Nach unten ist der Messbereich in dieser Betriebsweise durch die erste Nullstelle der Besselfunktion bei etwa $\lambda_L/5$ begrenzt.

2.1.2 Zeitmittlungs-ESPI mit moduliertem Referenzstrahl

Die Messung von Schwingungen mit Amplituden, die deutlich kleiner als $\lambda_L/5$ sind, ist mit dem soweit beschriebenen Verfahren nicht möglich. So würden sich bei Schwingungsamplituden von nur wenigen Nanometern nur solch geringe Änderungen der Bildhelligkeit einstellen, die wegen des darunter liegenden Rauschens nicht messbar wären. Da jedoch häufig – wie auch in dem vorgesehenen Anwendungsfall – gerade diese sehr kleinen Amplituden von Interesse sind, muss das Messverfahren durch eine Modifikation für diesen Messbereich sensitiv gemacht werden.

Dies lässt sich erreichen, indem der Arbeitspunkt des Messverfahrens in den Bereich der größten Steigung verschoben wird, wie in Abb. 5 illustriert.

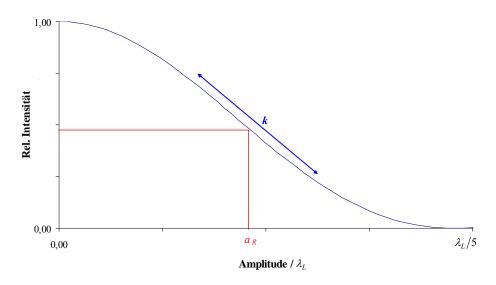


Abb. 5 Verlegung des Arbeitspunktes des Messverfahrens in den Bereich der größten Steigung.

In diesem Fall führen selbst kleine Schwingungsamplituden im Bereich von nur wenigen Nanometern zu deutlich wahrnehmbaren Intensitätsänderungen. Das Verschieben des Arbeitspunktes in den Bereich der größten Steigung lässt sich durch Hinzugabe einer künstlichen Untergrundschwingung realisieren, die wirkt, als ob die Untersuchungsfläche schwingen würde. Da bei diesem Verfahren lediglich Phasenänderungen gemessen werden, ist es egal, ob diese im Objekt- oder im Referenzstrahl erfolgt. So lässt sich die zusätzliche Untergrundschwingung einfach durch eine sinusförmige Modulation der Phase des Referenzstrahls mit der gleichen Frequenz wie die der Objektschwingung realisieren. Dies erfolgt hier durch ein Dehnen der optischen Faser, die zu diesem Zweck auf einen Zylinder aus piezoelektrischem Material gewickelt ist, dessen Durchmesser durch Anlegen einer elektrischen Spannung verändert wird. Für eine Modulation des Referenzstrahls mit der Amplitude a_R , der Frequenz ω_R (der Objektschwingung) und der akustischen Phase φ_R ergibt sich für die optische Phase des Referenzstrahls:

$$\phi'_{R}(t) = \frac{4\pi}{\lambda_{L}} a_{R} \cos(\omega_{R}t + \varphi_{R}) + \phi_{R}, \qquad (2.8)$$

wobei die Modulation des Referenzstrahls mit der gleichen Frequenz wie die der Objektschwingung erfolgt, so dass $\omega_R = \omega_O$ ist. Aus den Gleichungen (2.3) und (2.8) ergibt sich dann für die optische Phasendifferenz von Objekt- und Referenzstrahl:

$$(\phi'_{O} - \phi'_{R})(x, y, t) = \frac{4\pi}{\lambda_{L}} \sqrt{a_{O}^{2} + a_{R}^{2} - 2a_{O}a_{R}\cos(\varphi_{O} - \varphi_{R})} \cos(\omega_{O}t + \xi) + \phi, \qquad (2.9)$$

Auf die Angabe der Ortsabhängigkeit auf der rechten Seite der Gleichung wurde dabei wiederum aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. $\phi(x,y) = \phi_O(x,y) - \phi_R$ beschreibt dabei die zufällige Specklephase im Punkt (x,y) und ξ ist die Phase der addierten Objektund Referenzschwingung. Für die Intensität des Zeitmittlungsbildes ergibt sich der gleiche Ausdruck wie in Gleichung (2.5), jedoch mit einem geänderten Argument der Besselfunktion.

$$I(x,y) = I_O + I_R + 2\sqrt{I_O I_R} \cos \phi J_0 \left(\frac{4\pi}{\lambda_L} \sqrt{a_O^2 + a_R^2 - 2a_O a_R \cos(\varphi_O - \varphi_R)} \right)$$
(2.10)

Nach der Signalverarbeitung ergibt sich daraus die gleiche Streifenfunktion wie in Gleichung (2.7), jedoch mit dem geänderten Argument der Besselfunktion, das nun neben der Amplitude der Objektschwingung auch dessen Phase $\varphi_O(x, y)$ enthält.

Einerseits kann durch die sinusförmige Modulation des Referenzstrahls die Empfindlichkeit des Zeitmittlungs-ESPI-Messverfahrens deutlich erhöht werden, anderseits wird das Verfahren dadurch auch wieder phasensensitiv, eine Eigenschaft, die zunächst durch den Zeitmittlungsprozess verloren ging. Dies kann nun wie in dem nachfolgenden Abschnitt beschrieben z.B. für Phasenschiebetechniken ausgenutzt werden, um Amplituden- und Phasenkarten zu berechnen, oder aber auch, um den Messbereich an spezielle Aufgabenstellungen anzupassen. So kann z.B. an einem Punkt die Objektschwingung vollständig kompensiert werden, indem Amplitude und Phase des Referenzstrahls so gewählt werden, dass sie mit denen der Objektschwingung an diesem Punkt übereinstimmen. Nur in diesem Fall wird das Maximum nullter Ordnung $J_0(0)$ erreicht. In der Literatur wird über Amplituden von bis zu $10~\mu m$ für Messungen mit solchen Verfahren berichtet [24]. Die Grenze nach oben ist dabei nur durch die Dekorrelation der Speckle gegeben.

2.1.3 Phasenshiftverfahren zur Berechnung von Amplituden- und Phasenkarten

Beschränkt man sich auf kleine Objektamplituden, wie das bei dem hier vorgesehenen Anwendungsbereich der Fall ist, so lassen sich mit einer Linearisierung der Besselfunktion um den Arbeitspunkt die ortsabhängigen Amplituden- und Phasenverteilungen im Untersuchungsfeld berechnen. Dafür wird die Amplitude der Referenzstrahlmodulation a_R so gewählt, dass das System konstant in dem Arbeitspunkt der größten Steigung betrieben wird. Nacheinander werden dann 4 Bilder aufgenommen, deren Phase φ_R um jeweils 90° geändert wurde [12].

Für kleine Objektamplituden ($a_O \ll a_R$) liefert die Taylorentwicklung der Besselfunktion in (2.10) nach der Objektamplitude a_O um den Arbeitspunkt der Referenzstrahlamplitude a_R zur ersten Ordnung:

$$J_{0}\left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}}\sqrt{a_{O}^{2}+a_{R}^{2}-2a_{O}a_{R}\cos\left(\varphi_{O}-\varphi_{R}\right)}\right)$$

$$\approx J_{0}\left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}}a_{R}\right)-\frac{d}{da_{R}}\left[J_{0}\left(\frac{4\pi}{\lambda_{L}}a_{R}\right)\right]\frac{4\pi}{\lambda_{L}}a_{O}\cos\left(\varphi_{O}-\varphi_{R}\right)$$
(2.11)

Die von der Kamera aufgenommenen Bilder werden vor ihrer digitalen Erfassung durch die analoge Signalverarbeitung Hochpass gefiltert und quadriert. Nach Einsetzen von (2.11) und einer entsprechenden Gleichung für J_0^2 in (2.6) lässt sich die linear approximierte Intensität ausdrücken durch (vgl. Abb. 5):

$$I(x, y) = I_b(x, y) - k(x, y) \cdot a_0(x, y) \cdot \cos(\phi)$$
 (2.12)

Die ortsabhängige Hintergrundintensität I_b wie auch die ortsabhängige Steigung k des linearen Bereichs hängen von der Specklestatistik I_O , der optischen Phasendifferenz $\phi = \varphi_O(x,y) - \varphi_R$, der Referenzstrahlamplitude a_R sowie evtl. auftretendem elektronischen Rauschen ab.

Die Intensität der 4 phasengeschobenen Bilder kann beschrieben werden durch:

$$I_{000^{\circ}} = I_b - ka_O \cos \varphi_O$$

$$I_{090^{\circ}} = I_b + ka_O \sin \varphi_O$$

$$I_{180^{\circ}} = I_b + ka_O \cos \varphi_O$$

$$I_{270^{\circ}} = I_b - ka_O \sin \varphi_O$$
(2.13)

Die Phasenverteilung lässt sich durch Kombination der vier Gleichungen aus (2.13) direkt berechnen:

$$\varphi_O = \arctan \frac{I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}}{I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}}$$
(2.14)

Hingegen kann die Objektamplitude aus den vier Gleichungen (2.13) nicht direkt berechnet werden, da sie mit der unbekannten Größe der Steigung k multipliziert wird. Daher ist es zunächst einmal notwendig, k durch weitere Messungen zu bestimmen. Aus den verschiedenen in der Literatur vorgeschlagenen Verfahren [12] wurde der Sechs-Einzelbild-Ansatz mit statischen Kalibrierbildern gewählt, weil dieser durch die Verwendung von zwei Kalibrierbildern den größten Dynamikbereich aufweist. Bei dieser Methode wird eine Kalibrierung bei ruhendem Objekt mit Modulation des Referenzstrahls mit einer zusätzlichen Amplitude $a_R \pm \delta_R$ durchgeführt.

$$I_{+\delta R} = I_b - k\delta_R$$

$$I_{-\delta R} = I_b + k\delta_R$$
(2.15)

Mit den Gleichungen (2.13) lässt sich nun schreiben:

$$2ka_{O}\cos\phi_{O} = I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}$$

$$2ka_{O}\sin\phi_{O} = I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}$$

$$2k\delta_{R} = I_{-\delta R} - I_{+\delta R}$$
(2.16)

Damit kann die ortsabhängige Amplitude einer Objektschwingung ermittelt werden aus:

$$a_O = \delta_R \frac{\sqrt{\left(I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}\right)^2 + \left(I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}\right)^2}}{I_{-\delta R} - I_{+\delta R}}$$
(2.17)

Mit diesen Hilfsmitteln ist es nun möglich, Amplituden- und Phasenkarten auf den mit dem Verfahren untersuchten Flächen zu berechnen, wie z.B. bei der im Folgenden näher erläuterten Anwendung.

2.2 Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien

Wie schon eingangs erörtert, beruht die grundlegende Idee des Verfahrens zunächst darauf, dass abgelöste Wandpartien mit Schall aus einem Lautsprecher zu kleinsten Schwingungen angeregt werden können, die dann mit einem optischen Schwingungsmesssystem auf Basis der Videoholografie, deren Grundlagen im vorhergehenden Abschnitt näher erläutert wurden, gemessen werden. Die hohe Empfindlichkeit der optischen Messtechnik erlaubt einen sehr schonenden Umgang mit der historischen Substanz, da bereits Schwingungsamplituden von

wenigen Nanometern nachgewiesen werden können. Ermöglicht wird dies durch das in Abschnitt 2.1.2 näher beschriebene Referenzstrahlmodulationsverfahren, bei dem eine künstliche Untergrundschwingung vorgegeben wird, die sich im Videobild wie eine Schwingung der gesamten beobachteten Putzfläche äußert, so dass die Helligkeit des gesamten Bildes etwa auf die Hälfte herabgesetzt wird (vgl. Abb. 5). An den Ablösungen kommt nun bei akustischer Anregung die Schwingung des Putzes hinzu. Erfolgt diese Schwingung gleichphasig mit der künstlich erzeugten Untergrundschwingung, so wird die relative Amplitude der beiden Schwingungen in diesem Bereich kleiner und das Bild wird heller. Erfolgt die Schwingung gegenphasig, so wird die relative Amplitude größer und das Bild wird dunkler.

Eine für die visuelle Analyse besonders geeignete Darstellung wird erreicht, wenn sich die Modulation des Referenzlichtes und die Putzschwingung in ihren Frequenzen um einige Hz unterscheiden. In dem Fall wechseln sich gleich- und gegenphasige Überlagerungen ab, was sich in leicht wahrnehmbaren Helligkeitsschwankungen im Ausgangsbild bemerkbar macht. Dieses Verschieben der Phasen wird auch für die Berechnung von Amplituden- und Phasenkarten, wie in Abschnitt 2.1.3 näher erläutert, verwendet. Auf dem Monitor sind daher die Stellen, an denen der Putz aufgrund fehlender Haftung zum Schwingen angeregt wird, sehr deutlich durch flackernde Helligkeiten zu erkennen. Dieses Flackern ist bereits bei Schwingungsamplituden von 3-4 nm visuell zu beobachten und außerdem relativ leicht von Untergrundstörungen, wie sie z.B. bei Messungen Vor-Ort häufig auftreten, zu unterscheiden.

2.2.1 Komponenten des videoholografischen Messsystems

Das verwendete videoholografische Messsystem besteht derzeit aus einem kleinen Messkopf, der den gesamten optischen Aufbau mit Laser und Videokamera enthält und auf einem Stativ montiert wird, einem Lautsprecher und einem Verstärker zur akustischen Anregung der losen Wandpartien, einem PC mit Framegrabber und einem Digitalen Signalprozessor zur Steuerung des Messablaufs, der Videodatenaufnahme und deren Auswertung sowie einem analogen Videofilter zur Bearbeitung des von der Kamera kommenden Videosignals. Der Messkopf, der Lautsprecher und einige weitere Komponenten des Messsystems sind in Abb. 6 bei einer Anwendung vor Ort zu sehen.

Die Entwicklung des Messverfahrens und des dazu gehörenden optischen Messkopfes erfolgte gezielt für eine praktikable Vor-Ort Anwendung, so dass Kriterien wie Einfachheit, Kompaktheit und Robustheit, aber auch ein zeitlich erträglicher Messablauf im Vordergrund standen. Es mussten daher gerade im Hinblick auf die Leistungsfähigkeit, die ein reines Labormessverfahren durch den Einsatz von allerlei Tricks (z.B. Bildmittlungen über sehr

viele Bilder zur Reduktion von Rauschen, Einsatz von Raumfrequenzfilter zur optimalen Objektausleuchtung) erreichen könnte, Abstriche gemacht werden.



Abb. 6 Messkopf auf Stativ, Lautsprecher auf dem Boden (linker Bildrand) und Rechnerkomponenten vor den Malereien in der Nordapsis der Klosterkirche Müstair.

2.2.2 Messungen mit dem Messverfahren - Datenaufnahme und Auswertung

Das videoholografische Schwingungsmessverfahren zeichnet sich besonders dadurch aus, dass berührungslose, flächige Untersuchungen im Quadratmeterbereich auch aus großer Entfernung ohne jegliche Einrüstung durchgeführt werden können. Bei größeren Untersuchungsflächen (z. B. mehrere Quadratmeter) muss die Gesamtfläche in mehrere kleinere Felder unterteilt werden, weil die auf einmal untersuchbare Fläche aus verschiedenen Gründen limitiert ist. Die Größe eines Messfeldes ist bei gegebener Laserleistung unter anderem abhängig von der Reflektivität des Untersuchungsfeldes und des Abstandes zwischen Messkopf und Untersuchungsfläche. Da die Kameraauflösung (Standard 1/2 Zoll CCIR Kamera, Bildauflösung 768 x 572 Pixel) ebenfalls begrenzt ist, muss auch die gewünschte Auflösung im Ergebnisbild bei der Wahl der Messfeldgröße berücksichtigt werden. Von der Laserleistung her (Nd:YAG-Laser, cw 150 mW optische Ausgangsleistung bei 532 nm) können mit dem existierenden System Flächen in der Größe von einem bis etwa

zu drei Quadratmetern mit einer lateralen Auflösung von etwa 2 % der Bildgröße auf einmal untersucht werden.

Für Messungen an historischen Wandmalereien ist es aus Gründen der minimalen Objektgefährdung erforderlich, die Amplituden der akustisch angeregten Objektschwingungen möglichst klein zu halten. Daher werden die Ablösungen so angeregt, dass die erzeugten Schwingungsamplituden selbst im Resonanzfall nur in der Größenordnung von wenigen 10 nm liegen. Beim Beklopfen der Flächen bei der traditionellen Perkussionsmethode werden erheblich größere Amplituden erzeugt. Resonanzfrequenzen der Ablösungen abhängig von vielen Parametern sind, wie z.B. Größe, Form und Dicke eines entstandenen Hohlraums, der Dicke und der elastischen Eigenschaften der Putzschicht, der Randanbindung usw., ist es erforderlich, die anregende Schallfrequenz über einen großen Frequenzbereich zu variieren, um sicherzustellen, dass alle relevanten Ablösungen durch Anregung wenigstens einer Resonanz detektiert werden. Aus diesem Grunde werden zu Beginn einer Messung Voruntersuchungen vorgenommen, um den maßgeblichen Resonanzfrequenzbereich und den benötigten Schalldruck festlegen zu können. Als typisch hat sich dabei ein Frequenzbereich von etwa 100 Hz – 800 Hz erwiesen, für einige Fälle wird ein Frequenzbereich bis etwa 1000 Hz benötigt, der sich in einigen wenigen Fällen auch bis 2000 Hz erstrecken kann, wobei dann die untere Frequenz meist weit über 100 Hz liegt. Der in der Voruntersuchung bestimmte relevante Frequenzbereich wird dann bei der 10 Hz-Schritten durchlaufen. Die üblicherweise eigentlichen Messung in zur Schwingungsanregung benötigten Schalldruckpegel liegen Bereich von im etwa 80 dB - 110 dB.

Die eigentliche Durchführung der Messung erfolgt völlig rechnergesteuert. Für die Untersuchung einer einzelnen Fläche werden für den Untersuchungsfrequenzbereich von 100 Hz - 800 Hz als reine Messzeit etwa 20 min benötigt.

Bei Messungen vor Ort an historischen Wandmalereien muss bei größeren Untersuchungsflächen (z. B. mehrere Quadratmeter) die Gesamtfläche in mehrere kleinere Felder sinnvoll unterteilt werden, die dann einzeln nacheinander gemessen werden müssen. Für jede einzelne Messfläche muss der optische Messkopf dabei optimal einrichtet werden. Es hat sich bei der Vielzahl der zwischenzeitlich durchgeführten Messungen als sehr hilfreich erwiesen, wenn der Operateur während der Messungen die Echtzeitdarstellung der Schwingungsuntersuchung auf dem Monitor verfolgt. Bei hinreichender Erfahrung mit dem Messverfahren ist es ihm so möglich, Ereignisse wie auftretende Störungen erkennen und einschätzen zu können, die Einfluss auf die Auswertung haben können. Messsequenzen können dann gegebenenfalls wiederholt werden, manchmal ist es auch notwendig, die Einstellungen des Messsystems weiter zu optimieren. Da für die Messungen Schall mit einem

hohen Pegel zur Schwingungsanregung von losen Bereichen verwendet wird, muss der Operateur während der Messungen einen wirksamen Gehörschutz tragen.

Während der Messung werden für jede einzelne Frequenz die für die Berechnung von Amplituden- und Phasenkarten benötigten Videobilder mit einem Framegrabber auf dem Messrechner gespeichert und nach Abschluss der Messungen ausgewertet. Die Auswertung kann in den günstigen Fällen, in denen wenige Störeinflüsse wie z.B. Erschütterungen durch Straßenverkehr während der Messungen aufgetreten sind, völlig rechnergesteuert durchgeführt werden, in den anderen ist bei der Auswertung Interaktion mit dem Operateur notwendig. Bei der Auswertung erhält man für jede Untersuchungsfrequenz eine Amplitudenund Phasenkarte, wobei die Amplitudenkarte verwendet wird, um schwingende Bereiche zu detektieren. Dies geschieht, indem die Bereiche automatisch gefunden und markiert werden, deren Schwingungsamplitude oberhalb einer in einer Nullmessung zuvor bestimmten Rauschamplitude liegt. Für jede Untersuchungsfrequenz ergibt sich eine Karte von als schwingend detektierten Bereichen. Sind bei den dafür verwendeten Aufnahmen oder bei den Aufnahmen der einzelnen Untersuchungsfrequenzen zu große Störungen aufgetreten, so werden falsche Bereiche als schwingend kartiert. Der Operateur kann anhand der berechneten Amplituden- und Phasenkarten das Ergebnis der Schwingungskartierung einer jeder einzelnen Untersuchungsfrequenz auf Plausibilität prüfen. Bei Bedarf - und wenn möglich - kann für Frequenzen oder für ganze Sequenzen die Rauschschwelle Schwingungskartierung angepasst werden, oder aber es werden Messfrequenzen aus der Auswertung herausgenommen. Die für jede einzelne Untersuchungsfrequenz gewonnenen Karten werden mit einer logischen "oder"-Verknüpfung zu einem Gesamtergebnis überlagert.

Das Ergebnis wird in Form einer farblich kodierten Häufigkeitsdarstellung ausgeben, die angibt, wie häufig an einer Stelle im Bild bei den verwendeten Anregungsfrequenzen eine Schwingung detektiert wurde. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 7 zu sehen ist. Die farblich kodierte Häufigkeitsdarstellung wird mit einer Schwarzweißaufnahme der Untersuchungsfläche unterlegt, die von der Videokamera des Messsystems unter normaler Beleuchtung zuvor aufgenommen worden ist, was eine genaue Zuordnung der jeweiligen Bereiche innerhalb der Untersuchungsfläche ermöglicht.

Für die Darstellung der Häufigkeitsverteilung wird eine Farbskala verwendet, die in Abb. 8 zu sehen ist. Mit zunehmender Schwingungshäufigkeit gehen die Farben von farblos für nicht schwingend über grün, blau, rosa und gelb in rot über. Dunkelrot steht damit für die maximal aufgetretene Häufigkeit. Die verwendeten Farben von grün bis rot werden bei jeder untersuchten Fläche anhand der bei der jeweiligen Messung maximal detektierten Schwingungshäufigkeit neu skaliert. In den Ergebnisbildern zeichnen sich lose Bereiche

deutlich durch ihre großen Schwingungshäufigkeiten, zumeist in gelben bis dunkelroten Farbflächen ab.

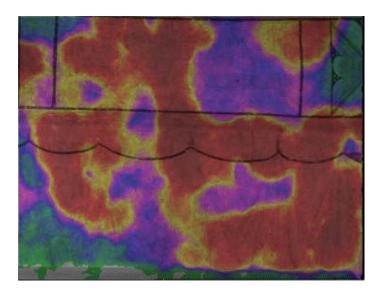
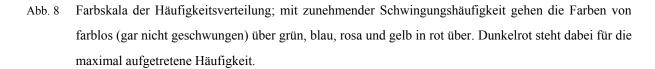


Abb. 7 Beispielergebnisbild einer Schwingungsuntersuchung, unterlegt mit einer Schwarzweißaufnahme der Malerei (Größe etwa 110 x 90 cm²). Hohl liegende Bereiche sind in gelb-roten Farbtönen dargestellt, Bereiche mit zumindest verminderter Haftung in rosafarbenen Tönen.



Betrachtet man nun solche Ergebnisbilder, so fällt auf, dass es kaum Bereiche gibt, die nie als schwingend detektiert worden sind. Grund dafür ist, dass während der Messungen Störungen auftreten, die beispielsweise durch Erschütterungen wie das Herumlaufen von Personen in der Nähe des Messkopfes, durch Bauarbeiten im oder in unmittelbarer Nähe des Gebäudes, Kirchenglockengeläut, das Vorbeifahren von Fahrzeugen, aber auch durch Selbstanregung des Messsystems durch den verwendeten Schall, verursacht werden.

Damit hängt die Häufigkeitsverteilung auch von der Anzahl, Dauer und Intensität von auftretenden Störungen ab. Um nun sicherstellen zu können, dass die Ausmaße der Putzablösungen auch bei solch üblichen Störungen dennoch sicher detektiert werden, werden abgelöste Bereiche während der Messung sehr häufig zu Schwingungen angeregt und tragen somit auch sehr häufig zu dem Gesamtergebnis bei, wodurch der Zufallscharakter von Störungen vermindert wird. Dies wird realisiert, indem zum einem die Schrittweite der Anregungsfrequenzen mit 10 Hz so gewählt ist, dass die Ablösungen mehrmals während ihrer jeweiligen relativ großen Resonanzbreite angeregt werden, und zum anderen, indem sie nicht nur in ihrer Grund- sondern auch in ihren höheren Moden angeregt werden. Im Ergebnis

bedeutet dies, dass die Ausmaße und Formen der Putzablösungen zwar auch bei Vorhandensein von Störungen sicher detektiert und damit auch reproduzierbar gemessen werden können, die absoluten Häufigkeiten wegen der zufälligen Störeinflüsse jedoch nicht.

Werden nun die Ergebnisbilder einzelner Messflächen einer zusammenhängenden Gesamtfläche zu einem Gesamtergebnisbild zusammengesetzt, so stoßen Flächen mit verschiedenen Häufigkeitsskalierungen aneinander, weil die farbliche Darstellung der Häufigkeitsverteilung für jedes Bild einzeln anhand der in dieser Messung detektierten maximalen Schwingungshäufigkeit skaliert wird. Auch wenn die Farbverläufe dann im Übergangsbereich Sprünge machen, lassen sich die Umrisse der schwingenden Bereiche dennoch sehr gut verfolgen.

2.3 Beispielhafte Untersuchungsergebnisse

Das Messverfahren ist zwischenzeitlich an einer Vielzahl von verschiedenen historischen Objekten im In- und Ausland sehr erfolgreich eingesetzt worden. Neben dem Einsatzschwerpunkt bei Wandmalereien wurde das Verfahren für die Untersuchung von Ablösungen bei Skulpturen oder von mit Stuck verzierten Decken und Wänden eingesetzt. Bisher waren die Bedingungen vor Ort nur in einem einzigen Fall so ungünstig (stark beweglicher Holzfußboden auf Holzbalkenlage als Standort für den Messkopf), dass das Messverfahren dort nicht erfolgreich eingesetzt werden konnte. In einigen Fällen gab es zwar ebenfalls Probleme mit instabilen Standbedingungen für den Messkopf oder starken Störungen (z.B. Erschütterungen durch Straßenverkehr), die jedoch entweder durch geeignete Maßnahmen hinreichend reduziert werden konnten oder aber nur die Auswertung erschwerten.

Primäres Ziel der Messungen war meist, für die untersuchten Flächen eine Kartierung von abgelösten Bereichen zu erhalten, die zunächst als Basis für eine restauratorische Bewertung des Ist-Zustandes dienen soll, um auf deren Basis gegebenenfalls Bestandssichernde und -erhaltende Maßnahmen planen zu können. Häufig waren aber auch konkrete weitergehende Fragestellungen mit den Messungen verbunden, wie z.B. der Klärung des Schadensfortschritts im Rahmen eines Monitoringprogramms oder aber der Erfolgskontrolle der Wiederbefestigungsmaßnahme von abgelösten Putzbereichen.

Die meisten der Objekte, an denen das Messverfahren bisher eingesetzt wurde, haben ein so großes Publikumsinteresse, dass sie durch Besucherverkehr stark frequentiert werden. Da bei den Messungen Schall mit einem Pegel eingesetzt wird, vor dem Besucher zu schützen sind, eine Sperrung meist aber nicht in Betracht kommt, müssen die Messungen im Regelfall außerhalb der normalen Öffnungszeiten durchgeführt werden.

Dies sind dann meist die späten Abend- und Nachtstunden, so dass sich umfangreichere Messungen über einen längeren Zeitraum bis in die frühen Morgenstunden hinziehen können.

Nachfolgend werden einige beispielhafte Ergebnisse von bisher erfolgten Messungen an historischen Objekten vorgestellt und kurz diskutiert, um die Leistungsfähigkeit des Verfahrens zu demonstrieren und zu zeigen, wie die mit dem Verfahren erzielten Ergebnisse aussehen.

2.3.1 Fresken des Klosters St. Johann in Müstair (Schweiz)

Eines der historischen Objekte, an denen das videoholografische Schwingungsmessverfahren für umfangreiche Messungen eingesetzt wurde, ist das Kloster St. Johann in Müstair, Schweiz (Abb. 9), dessen gesamte Klosteranlage seit 1983 zum Weltkulturerbe der UNESCO gehört.



Abb. 9 Außenaufnahme des Klosters St. Johann, Müstair (Schweiz), Weltkulturerbe der UNESCO.

Die Wandmalereien der Klosterkirche sind mit ihren Fresken aus dem 9. Jahrhundert nicht nur Zeugnis eines Hauptwerkes karolingischer Kunst sondern stellen mit den im 12. Jahrhundert entstandenen Übermalungen mit weiteren Fresken in den Apsiden auch ein Hauptwerk romanischer Wandmalerei in der Schweiz dar [25]. Für die Übermalungen wurde auf die vorhandene karolingische Malerei eine neue Putzschicht aufgebracht, wobei zum Teil grobe Löcher in die vorhandene Substanz geschlagen wurden, um eine bessere mechanische Verbindung herzustellen. Dennoch weist die Haftung zwischen dem Putz und der darunter liegenden Malerei erhebliche Mängel auf, so dass sich bereits ein großer Teil der jüngeren

Malerei vom Untergrund gelöst hat. Einige Teile davon sind bereits herabgefallen und damit zerstört, andere wurden zur Notsicherung abgenommen. Um die verbliebenen Teile des romanischen Freskos zu stabilisieren, sind nur konservatorische Eingriffe vorgenommen worden, die das darunter liegende karolingische Fresko nicht oder nur geringfügig beeinträchtigen. Abb. 10 zeigt einen Teil der Nordapsis der Klosterkirche, auf dem die geschilderte Situation zu sehen ist. Die Abbruchkanten der romanischen Malerei sind im linken und oberen Bildbereich zu erkennen.



Abb. 10 Aufnahme eines Teils der Nordapsis der Klosterkirche St. Johann, Müstair (Schweiz).

Die Stiftung Pro Kloster St. Johann bemüht sich seit Jahrzehnten, die Klosteranlage zu erforschen, den Bestand zu erhalten und zu sichern. In Rahmen von Bestandserhaltenden Maßnahmen sind in einem Forschungsprojekt in Zusammenarbeit mit der ETH Zürich (Dr. Konrad Zehnder, seinerzeit Institut für Denkmalpflege) unter restauratorischer Begleitung an verschiedenen Bereichen der Apsiden der Klosterkirche und in der zum Kloster gehörenden Kapelle Untersuchungen mit dem videoholografischen Schwingungsmessverfahren durchgeführt worden. Da das Kloster und die Kirche mit ihren weltberühmten Malereien jeden Tag sehr viele Besucher anlockt, mussten die Messungen wegen der verwendeten Schallanregung im Wesentlichen in den späten Abend- und Nachtstunden durchgeführt werden.

Ziel der Messungen war hier, objektive und detaillierte Kartierungen von abgelösten Putzbereichen für eine aktuelle Beurteilung des Zustands und als Datengrundlage für einen Vergleich mit folgenden Messungen zur Beurteilung eines möglichen Schadensfortschritts, zu erhalten. Fünf Jahre nach der ersten Messung sind dann an ausgewählten Referenzflächen entsprechende Nachmessungen durchgeführt worden.

Aus den vielen Ergebnissen wird beispielhaft nur ein Ergebnis der ersten Messung und eines der später erfolgten Nachmessung gezeigt. So zeigt Abb. 11 das aus den einzelnen Untersuchungsflächen zusammengesetzte Ergebnisbild der Messung an der Nordapsis.

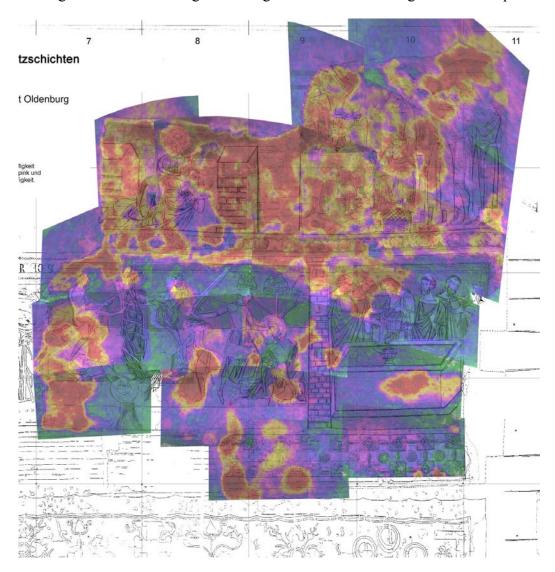


Abb. 11 Ergebnisbild der videoholografischen Schwingungsuntersuchung der Nordapsis der Klosterkirche, Größe etwa 4,5 m x 4 m.

Die aufnahmebedingten Verzerrungen im Ergebnisbild wurden durch Dr. Konrad Zehnder auf einer 1:1 Strichpause von Oskar Emmenegger & Söhne AG als Plangrundlage entzerrt. Trotz der in den einzelnen Teilbildern unterschiedlich erfolgten Skalierung der Farbzuordnung zu den Schwingungshäufigkeiten zeichnen sich deutlich die Bereiche ab - im wesentlichen in gelben und roten Farbtönen - die sehr häufig geschwungen haben und damit lose sind. Der durch Störungen verursachte Untergrund (Bereiche, die durch Erschütterungen wie z.B. Glockengeläut oder Eigenschwingungen des Messkopfes fälschlicherweise als schwingend

detektiert worden sind) ist im Wesentlichen in grünen und teilweise auch blauen Farben dargestellt. Deutlich ist zu sehen, dass die Anzahl und Größe von abgelösten Bereichen mit zunehmender Entfernung vom Fußboden zunimmt. Im oberen Bildbereich finden sich nur noch wenige lokale Haftstellen.

Abb. 12 zeigt das aus den einzelnen Untersuchungsflächen zusammengesetzte Ergebnisbild der Nachmessung eines Teils der Nordapsis, hier jedoch ohne perspektivische Entzerrung und ohne Unterlegung mit einer Plangrundlage. Der Vergleich der Ergebnisse mit denen aus dem Jahre 2000 ergab, dass kaum nennenswerte Abweichungen in den Umrissen der Hohlstellen zu finden waren. Unterschiede zwischen den Ergebnissen finden sich in einer Vergrößerung eines hohl liegenden Bereichs am linken Bildrand (schwarz eingekreister Bereich), ein kleinerer Bereich an der oberen Abbruchkante (ebenfalls schwarz eingekreister Bereich) konnte nicht mehr zu Schwingungen angeregt werden. Hier wird vermutet, dass sich ein Bruchstück vom Rand in dem Hohlraum der Ablösung verkeilt hat, weshalb sich der Bereich nicht mehr zu Schwingungen angeregen ließ. Das Ergebnis stellt mit Ausnahme dieser beiden Bereiche eine Reproduktion des 5 Jahre zuvor erzielten Ergebnisses dar.

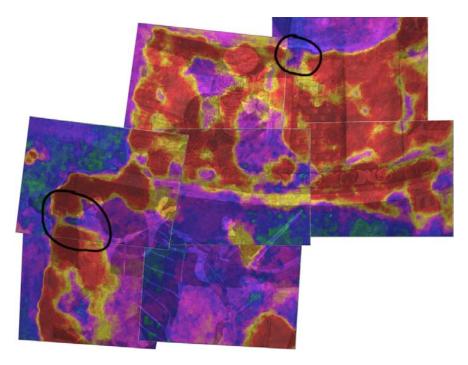


Abb. 12 Ergebnisbild der Nachmessung nach 5 Jahren für eine Teilfläche der Nordapsis in der Klosterkirche Müstair.

Eine ausführliche Darstellung und Diskussion der in Müstair gewonnenen Ergebnisse findet sich in [26]. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und das Auffinden von Abweichungen beim Vergleich der im Abstand von 5 Jahren gewonnenen Ergebnisse zeigen die gute Eignung des Messverfahrens für ein Monitoring von Schadensfortschritten – eine Eigenschaft die z.B. der klassischen Perkussionstechnik mit ihren subjektiv geprägten Ergebnissen fehlt.

2.3.2 Schwindfresken der Wartburg in Eisenach

Ein weiteres Beispiel für den Einsatz des videoholografischen Messverfahrens sind die Schwind-Fresken der Wartburg in Eisenach. Auch die Wartburg (Abb. 13) gehört zum Weltkulturerbe der UNESCO. Ihre berühmten Schwindfresken, die 1854/55 erschaffen wurden, gehören zu den bekanntesten Werken von Moritz von Schwind.

Schon seit vielen Jahren werden an den Fresken Ablösungen vom Untergrund beobachtet [27]. Im Rahmen eines interdisziplinären Projekts zur Bestandssicherung der Fresken wurden das Sängerkriegsfresko, die Fresken im Landgrafenzimmer und ein Teil der Fresken in der Elisabethgalerie mit dem videoholografischen Schwingungsmessverfahren untersucht. Da auch die Wartburg tagtäglich von vielen Besuchern aufgesucht wird, mussten auch hier die Messungen in den späten Abend- und Nachtstunden duchgeführt werden, um die Besucher vor dem verwendeten Schall zu schützen.



Abb. 13 Die Wartburg in Eisenach, Weltkulturerbe der UNESCO.

Die Untersuchungen sollten objektive Kartierungen von abgelösten Bereichen liefern, die den derzeitigen Ist-Zustand der Haftung dokumentieren und für spätere Nachmessungen als Vergleichsgrundlage dienen können. Unter Zusammenführung In Kombination mit restauratorischen und chemischer Befunden der anderer Fachdisziplinen. Ziel war hier umfangreiche Erkenntnisse über die Schadensproblematik an den Fresken aus verschiedenen Fachdisziplinen zusammenzutragen, die zum besseren Verständnis der Schadensphänomene, zur Dokumentation des derzeitigen Schadensbild, zur Beurteilung der aktuellen Situation und zur Planung von weiteren Maßnahmen zur Bestandsicherung der Fresken dienen sollten.

Beispielhaft für die erzielten Ergebnisse der videoholografischen Schwingungsuntersuchung ist in Abb. 14 das Ergebnisbild für das Sängerkrieg-Fresko dargestellt. Die Ergebnisse der einzelnen Untersuchungsflächen sind dafür auf einem von der Wartburg-Stiftung zur Verfügung gestellten Bild des Freskos eingepasst worden (jedoch ohne vollständige Korrektur der aufnahmebedingten Verzerrungen).



Abb. 14 Ablösungskartierung; Fresko "Der Sängerkrieg" von Moritz von Schwind. Größe des Freskos ohne die umgebende Ziermalerei etwa 2,5 m x 5 m.

Auch hier zeichnen sich deutlich die Bereiche in gelben und roten Farbtönen ab, die häufig geschwungen haben und damit lose sind. Die Bereiche, die in rosa Farbtönen dargestellt sind, gehören zu Bereichen, die ebenfalls zu Schwingungen angeregt werden konnten, jedoch nicht in der Häufigkeit, wie die Bereiche in gelb-roten Farbtönen. Hier ist von einer zumindest reduzierten Haftung auszugehen. Der durch Störungen verursachte Untergrund (Bereiche, die durch Störungen fälschlicherweise als schwingend detektiert worden sind) sind auch hier in grünen und blauen Farbtönen dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Anzahl und Größe von abgelösten Bereichen vom Fußboden zur Decke hin abnimmt.

Die Ergebnisse der videoholografischen Messungen zeigten für alle untersuchten Flächen erhebliche Ablösungen. Eine Korrelation mit bisher erfolgten Öffnungen an den Fresken lässt auf umfangreiche morbide Zonen im Unterputzsystem schließen.

2.3.3 Iwein-Malereien im Hessenhof in Schmalkalden

Die Iwein-Fresken im Hessenhof in Schmalkalden stammen aus dem 13. Jahrhundert und gelten als das älteste Beispiel profaner Malerei in Deutschland. Sie stellen das Heldenepos von Iwein, einem Ritter der Tafelrundes von König Artus, dar. Auch hier ist das Problem der Ablösungen von Bereichen der Malerei vom Untergrund schon seit vielen Jahren bekannt und das Objekt gilt als so stark gefährdet, dass es nicht für den Besucherverkehr freigegeben ist. Um dem Publikumsinteresse dennoch nachkommen zu können und Besuchern einen Blick auf diese Malereien zu ermöglichen, ist eine 1:1 Raumkopie auf Schloss Wilhelmsburg (Schmalkalden) erschaffen worden.

Ziel der videoholografischen Untersuchung war hier, mit einer ersten Messung eine differenzierte Kartierung von abgelösten Bereichen für eine geplante Wiederbefestigung zu erstellen und mit einer zweiten Messung nach erfolgter Wiederbefestigung deren Erfolg zu kontrollieren. Auf Grundlage der ersten Kartierung wurden von den Restauratoren die Injektionsstellen für eine Hinterfüllung zur Wiederbefestigung festgelegt. Abb. 15 zeigt beispielhaft die Hohlstellenkartierung (die gelb-roten Bereiche sind abgelöst) an der Nordwand vor der Behandlung, Abb. 16 nach erfolgter Refixierung.

Beim Vergleich der Kartierungen ist deutlich zu sehen, dass viele der ursprünglich losen Bereiche ganz oder teilweise erfolgreich wiederbefestigt werden konnten. Die nunmehr verbliebenen hohl liegenden Bereiche sind deutlich kleinflächiger als die vor der Hinterfüllungsmaßnahme. Es wurde aber auch eine Stelle gefunden (linkes Ergebnisfeld, Mitte), wo sich nach der Hinterfüllungsmaßnahme deutlich in roten und gelben Farben Ablösungen abzeichnen, die in der vorhergehenden Kartierung so nicht zu sehen waren. Das kann nur bedeuten, dass sich dieser Bereich zwischenzeitlich (weiter) abgelöst hat, möglicherweise sogar durch eine unter Druck erfolgte Hinterfüllung der ursprünglich angrenzenden Hohlstelle.

Die Ergebnisse zeigen, dass das Verfahren auch sehr gut geeignet ist, um die Qualität von Refixierungsmaßnahmen an abgelösten Bereichen zu beurteilen.

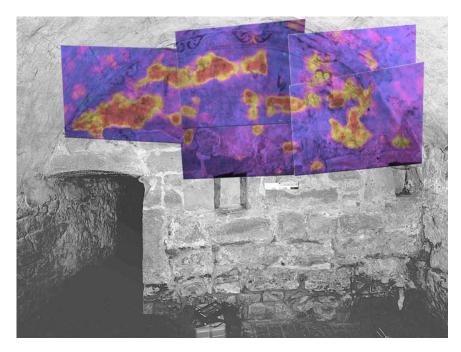


Abb. 15 Hohlstellenkartierung vor Refixierung; Nordwand Iwein-Zyklus.

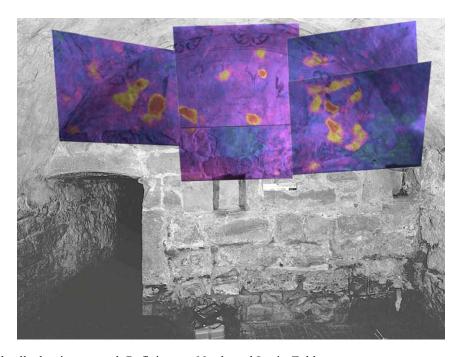


Abb. 16 Hohlstellenkartierung nach Refixierung; Nordwand Iwein-Zyklus.

2.4 Fazit

Das videoholografische Schwingungsmessverfahren sich im Bereich der Denkmalpflege als ein äußerst hilfreiches und wichtiges Verfahren zur Detektion und Kartierung von Putzablösungen an historischen Wandmalereien erwiesen. Es arbeitet berührungslos und auch aus großer Entfernung, die damit erstellen Kartierungen von abgelösten Bereichen sind objektiv und erlauben im Gegensatz zur klassischen Perkussionskartierung einen Vergleich

mit Kartierungen, die zu einem anderen Zeitpunkt erstellt worden sind. Damit kann der zeitliche Fortschritt eines Ablöseprozesses im Rahmen eines Monitoringprogramms genauso dokumentiert werden, wie der Erfolg einer Refixierungsmaßnahme.

Die akustisch-optische Untersuchung wäre damit ein ideales Verfahren zur Kartierung von abgelösten Bereichen, wenn es nicht die Lärmbelästigung bei der Messung gäbe. Die erzeugten Putzschwingungen mit Amplituden im nm-Bereich sind zwar äußerst klein, um sie anzuregen, sind aber hohe Schalldrücke mit Pegeln im Bereich von etwa 80 dB – 110 dB notwendig. Dies liegt auch daran, dass sich Schall bei tiefen Frequenzen mit einem konventionellen Lautsprecher nicht gerichtet auf die jeweilige Untersuchungsfläche schicken lässt, sondern den gesamten Raum füllt. Es wird daher ein Schallsender benötigt, der ähnlich wie beim Richtstrahl eines Scheinwerfers nur die gerade betrachtete Messfläche beschallt. Der dann noch verbliebene reflektierte Schall könnte mit geeigneten Absorbern noch weiter reduziert werden. Dann würden Besucher nicht gestört, die Messungen müssten nicht in die späten Abend- und Nachtstunden verlegt werden und es wäre auch ausgeschlossen, dass der Schall zu unkontrollierten Schwingungen außerhalb des Beobachtungsfeldes führt oder aber das Messsystem selbst zu störenden Schwingungen anregt.

Das nächste Kapitel widmet sich daher der parametrischen Schallerzeugung, einer vielversprechenden Methode zur Erzeugung von gerichteten Audioschall. Mit einem solchen Schallrichtstrahler auf Basis eines parametrischen Systems könnte das Schwingungsmessverfahren einen bedeutenden Schritt weiter entwickelt werden.

3 Parametrische Audioschallerzeugung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der gerichteten Audioschallerzeugung mit parametrischen Systemen und die Eignung solcher Systeme als akustisches Anregungssystem für das videoholografische Schwingungsmessverfahren anhand des Standes der Technik diskutiert. Für die Einschätzung werden die Ergebnisse der Erkundung kommerziell erhältlicher Systeme, in der Literatur veröffentlichter Charakteristiken parametrischer Systeme und erste eigene Erkenntnisse, die an einem Prototyp eines Wandlersystems gewonnen worden sind, dargestellt. Unter Zusammenführung aller Erkenntnisse wird daraus ein Konzept für einen zu bauenden Schallrichtstrahler als Anregungssystem für das videoholografische Schwingungsmessverfahren abgeleitet.

3.1 Historische Entwicklung

Die Idee, stark gerichteten Schall mittels parametrischer Systeme [28] zu erzeugen, wird schon seit Anfang der 1960iger Jahre verfolgt. Ursprünglich wurden solche Systeme für den Bereich der Unterwasserakustik entwickelt und sind hier bereits weit verbreitet und gut untersucht [29]. Seit vielen Jahren gibt es auch Versuche, sie für die Erzeugung von stark gerichtetem Audioschall aus Ultraschall in der Luft erfolgreich zu entwickeln [30]. Ein erstes Anfang der 1980er Jahre tatsächlich realisiertes System [31] litt noch unter der schlechten Klangqualität aufgrund hoher Verzerrungen. Erst 1998 wurde von einem System berichtet, das eine zwischenzeitlich entwickelte Idee zur Reduzierung der Verzerrungen [32] erfolgreich umsetzte, indem Breitbandwandler eingesetzt wurden [33]. Eine sehr gute Übersicht zur Theorie, zur Historie und zur Entwicklung von parametrischen Lautsprechern findet sich in einem Whitepaper von Mitarbeitern der amerikanischen Firma American Technology Corporation (ATC) [34].

3.2 Grundlagen der parametrischen Schallerzeugung

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Erzeugung von gerichtetem Audioschall, also Schall im Hörbereich mit Frequenzen von etwa 20 Hz – 20.000 Hz, mit parametrischen Systemen diskutiert. Eine anschauliche Beschreibung wie aus einem gerichtet abgestrahlten Ultraschallsignal mit zwei Frequenzen im Abstand der gewünschten Audioschallfrequenz ein gerichtetes Audioschallsignal entsteht, wurde bereits in Abschnitt 1.4 gegeben. Im Folgenden wird daher auf die der parametrischen Schallerzeugung zugrunde liegenden nichtlinearen Akustik, die physikalische Ursache der Nichtlinearität und den aus der mathematischen Beschreibung zu erwartenden Eigenschaften solche Systeme näher eingegangen. Da die

eigentliche Zielrichtung dieser Arbeit keine ausführliche Behandlung der parametrischen Schallerzeugung erlaubt, werden im Wesentlichen nur die Erkenntnisse aus der Literatur dargestellt, die für diese Arbeit von Bedeutung sind.

3.2.1 Nichtlineare Akustik

Die Schallausbreitung in der Luft wird üblicherweise mit der linearen Akustik beschrieben, der zugrunde liegt, dass die Druck- und Dichteänderungen einer sich ausbreitenden Schallwelle klein gegenüber ihren Ruhegrößen sind. Diese Vereinfachung unter Vernachlässigung nichtlinearer Effekte beschreibt alltägliche Schallsituationen ausreichend gut. Die bei höheren Schalldrücken zunehmend zu beobachtenden nichtlinearen Effekte können jedoch nicht mehr mit der linearen Akustik beschrieben werden.

Im Folgenden werden zunächst die Ursache der Nichtlinearität und ihr Einfluss auf die Wellenausbreitung näher betrachtet, um darauf aufbauend die mathematische Beschreibung der nichtlinearen Audioschallerzeugung zu diskutieren.

3.2.2 Ursache der Nichtlinearität und ihr Einfluss auf die Wellenausbreitung

Die im Folgenden gemachten Betrachtungen sind größtenteils [35], [36] und [37] entnommen, wobei die Notation entsprechend vereinheitlicht wurde.

Ursache der Nichtlinearität ist, dass Kompression und Dekompression der Luft beim Fortschreiten der Schallwellen nicht mehr gleich sind, wie schon 1935 in einer mathematischen Betrachtung des Problems festgestellt wurde [38]. Sie besagt, dass, wenn gleich große positive wie negative Schalldruckänderungen auf eine Luftmasse wirken, die Volumenänderungen der Luftmasse bei zunehmendem Schalldruck geringer ist als bei abnehmenden Schalldruck [36]. In Abb. 17 wird dieser Zusammenhang schematisch als Verhältnis des Drucks p_G zum spezifischen Volumen $1/\rho_G$ (mit ρ_G als Dichte) dargestellt.

Die adiabatische Zustandsgleichung, die den Zusammenhang zwischen Druck p_G und Dichte ρ_G in einem Gas ohne Wärmeaustausch beschreibt, lautet in nicht linearisierter Form:

$$\frac{p_G}{p_0} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_0}\right)^{\gamma} \tag{3.1}$$

 p_0 und ρ_0 beschreiben die ungestörten Ruhewerte ohne Schall für den Druck bzw. für die Dichte und $\gamma = C_P/C_V$ ist gegeben ist durch das Verhältnis der spezifischen Wärmen des

Mediums mit C_P als die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und C_V als die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen.

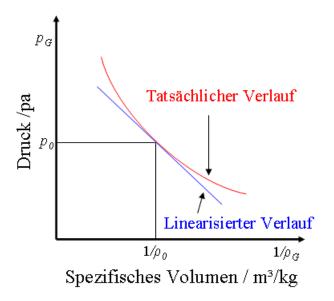


Abb. 17 Druckverlauf in Abhängigkeit von dem spezifischen Volumen.

Die Größen Druck p_G , Dichte ρ_G und Schnelle v_G lassen sich beschreiben durch die Überlagerung der ungestörten Ruhegrößen mit den entsprechenden Schallwechselgrößen p, ρ und v:

$$p_G = p_0 + p(x,t)$$

$$\rho_G = \rho_0 + \rho(x,t)$$

$$\nu_G = \nu_0 + \nu(x,t)$$
(3.2)

Die Entwicklung der Zustandsgleichung $p_G = p_G(\rho)$ allgemein in Form einer Taylorreihe unter Berücksichtigung von (3.2) ergibt

$$p_G = \rho_0 \left(\frac{\partial p_G}{\partial \rho_G} \right)_{\rho_G = \rho_0} \cdot l + \frac{\rho_0^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 p_G}{\partial \rho_G^2} \right)_{\rho_G = \rho_0} \cdot l^2 + \frac{\rho_0^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 p_G}{\partial \rho_G^3} \right)_{\rho_G = \rho_0} \cdot l^3 + \dots, \tag{3.3}$$

mit

$$l = \frac{\rho}{\rho_0} \,. \tag{3.4}$$

Üblicherweise reicht für die Beschreibung nichtlinearer Effekte die Begrenzung auf lineare und quadratische Terme der Zustandsgleichung aus, so dass die Zustandsgleichung (3.3) nach dem quadratischen Term abgebrochen werden kann.

Mit den in der nichtlinearen Akustik verwendeten Abkürzungen A und B, mit

$$A = \rho_0 \left(\frac{\partial p_G}{\partial \rho_P} \right)_{\rho_G = \rho_0} = p_0 \cdot \gamma \,, \tag{3.5}$$

$$B = \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 p_G}{\partial \rho_G^2} \right)_{\rho_G = \rho_0} = \gamma (\gamma - 1) p_0, \qquad (3.6)$$

folgt damit aus (3.3)

$$p_G = A \cdot l + \frac{B}{2} \cdot l^2 \,. \tag{3.7}$$

Aus (3.5) lässt sich über die Beziehung

$$A = \rho_0 \left(\frac{\partial p_G}{\partial \rho_G}\right)_{\rho_G = \rho_0} \equiv \rho_0 c_0^2 \tag{3.8}$$

für die Schallgeschwindigkeit c ableiten:

$$c = \sqrt{\frac{\partial p_G}{\partial \rho_G}} \ . \tag{3.9}$$

Daraus folgt:

$$c = \sqrt{\frac{\partial p_G}{\partial \rho_G}} = \sqrt{\frac{A}{\rho_0} + \frac{B}{\rho_0}} = c_0 \left(1 + \frac{B}{2A} h \right). \tag{3.10}$$

Der Term B/A, der als Nichtlinearitätsparameter des Mediums bezeichnet wird, kann unter Verwendung der Gleichungen (3.5) und (3.6) ausgedrückt werden durch:

$$\frac{B}{A} = \gamma - 1 \tag{3.11}$$

Unter Annahme einer ebenen fortschreitenden Welle ergibt sich für 1 aus (3.4)

$$l = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\upsilon_G}{c_0} \,. \tag{3.12}$$

Durch Einsetzten von (3.11) und (3.12) in (3.10) kann die Schallgeschwindigkeit ausgedrückt werden durch:

$$c = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} \nu_G. \tag{3.13}$$

Die tatsächliche Schallausbreitungsgeschwindigkeit der Welle $c' = dx/dt = c + v_G$ ergibt sich damit zu:

$$c' = c + \nu_G = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2}\nu_G + \nu_G = c_0 + \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)\nu_G = c_0 + \beta\nu_G, \tag{3.14}$$

wobei β der Nichtlinearitätskoeffizient des Mediums ist. Für Luft beträgt der Wert von $\beta = 1, 2$, der im Vergleich zu dem Nichtlinearitätskoeffizienten von Wasser mit einem Wert für β im Bereich von etwa 3,1 bis 4,1 deutlich kleiner ist.

Die Schallausbreitungsgeschwindigkeit ist damit amplitudenabhängig, so dass die Teile der Welle mit höheren Druckamplituden schneller laufen als die mit niedrigen (Abb. 18).

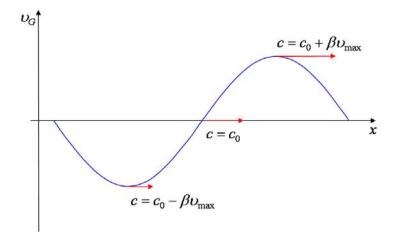


Abb. 18 Amplitudenabhängige Schallgeschwindigkeit einer sich ausbreitenden Schallwelle.

Da die positive Halbwelle damit immer schneller läuft als die negative führt dies während des Fortschreitens einer sinusförmigen Welle zu ihrer Aufsteilung mit einer zunehmenden Verformung in Richtung eines Sägezahnverlaufs, wie in Abb. 19 zur Verdeutlichung illustriert. Die physikalische Grenze ist erreicht, wenn die Welle sich zu einem sägezahnförmigen Verlauf verzerrt hat. Die Verzerrung der Welle entspricht im ihrem Spektrum einer Generierung von höheren Harmonischen des Ausgangssignals. Wenn nun

zwei Wellen unterschiedlicher Frequenz im gleichen Volumen eine solche Verzerrung erfahren, so werden nicht nur ihre höheren Harmonischen erzeugt, sondern es entstehen durch Mischung auch ihre Summen- und Differenzfrequenzen. Auf diese Art und Weise kann damit aus einem Signal aus zwei Ultraschallfrequenzen oder einem amplitudenmodulierten Ultraschallsignal eine Differenzfrequenz im Audioschallbereich erzeugt werden, auf dessen Basis ein parametrisches System zur gerichteten Audioschallabstrahlung realisiert werden kann.

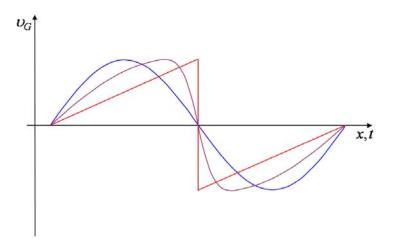


Abb. 19 Zunehmende Aufsteilung einer fortschreitenden Welle mit hoher Amplitude mit ursprünglich sinusförmigem Verlauf (blaue Kurve) über einen verzerrten Verlauf (violette Kurve) hin zu einem sägezahnförmigen Verlauf (in rot dargestellt).

Prinzipiell gilt das vorhergehend beschriebene Verhalten der mit der Wegstrecke zunehmenden Verzerrung der Welle für jede akustische Welle und damit auch für solche mit kleinen Amplituden, wenn sie nur weit genug fortschreiten. Tatsächlich verhindert jedoch die immer vorhandene Dämpfung der Schallwelle, dass dieser Effekt bei kleinen Amplituden beobachtet wird.

3.2.3 Beschreibung parametrischer Audioschallerzeugung

Die mathematische Beschreibung nichtlinearer Schallausbreitungsprozesse erfolgt üblicherweise mit einer approximierten dreidimensionalen Wellengleichung, bei der Terme bis einschließlich der zweiten Ordnung berücksichtigt werden. Der Geltungsbereich erstreckt sich auf die Ausbreitung von Wellen mit endlicher Amplitude in dissipativen Medien. Wenn möglich, werden jedoch gerne verschiedene vereinfachende Gleichungen eingesetzt, die daraus abgeleitet wurden. Diese beruhen dann auf jeweils spezifischen vereinfachenden Annahmen und haben damit keine allgemeine Gültigkeit mehr.

Die Westerwelt-Gleichung [28], auf der die im Folgenden gemachten Betrachtungen basieren, ist eine solche vereinfachende Gleichung und eine der grundlegenden Gleichungen für die Beschreibung parametrischer Schallerzeugung.

$$\Box p + \frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0$$
 (3.15)

Sie ergibt sich aus der vollständigen Wellendifferentialgleichung zweiter Ordnung unter der Annahme der Ausbreitung ebener Wellen, bzw. Wellen mit ausschließlicher Abhängigkeit von der radialen Komponente. \Box steht dabei für den D'Alembertoperator mit $\Box = \Delta - \partial^2/c_0^2\partial t^2$. Der erste Term $\Box p$ entspricht der verlustlosen Wellengleichung, der zweite Term mit dem Dissipationsfaktor δ repräsentiert die im Wesentlichen durch Wärmeleitung entstehenden Verluste und der dritte Term mit dem Nichtlinearitätskoeffizienten β beschreibt die Nichtlinearität.

Inhärenter Bestandteil der Westervelt-Gleichung ist die Annahme, dass die durch die nichtlineare Wechselwirkung von akustischen Wellen erzeugten sekundären Wellen linear propagieren (quasi lineare Approximation). Die Westervelt-Gleichung stellt eine ausreichende Näherung der nichtlinearen Wellengleichung zweiter Ordnung dar, solange die kumulativen nichtlinearen Effekte gegenüber lokalen dominieren [35]. Ein lokaler nichtlinearer Effekt ist beispielsweise der akustische Strahlungsdruck.

Die folgende Beschreibung der parametrischen Audioschallerzeugung basiert auf der Westervelt-Gleichung anhand von Berktay [29] durchgeführten Analysen und Erweiterungen.

Es wird der Fall der Erzeugung und Ausbreitung von Audioschall bei der nichtlinearen Wechselwirkung zweier in die gleiche Richtung propagierender kollimierter ebener Wellen verschiedener Frequenzen betrachtet, die von einem Wandlersystem zeitgleich gerichtet abgestrahlt werden. Berktay zeigte in seinen Analysen zur parametrischen Schallerzeugung, dass man unter der Voraussetzung schmaler primärer Schallstrahlen auch für andere Primärsignale und auch für sphärisch und zylindrisch aufweitende primäre Wellen zu ähnlichen Ergebnissen auf der Ausbreitungsachse kommt.

Die Beschreibung einer parametrisch erzeugten sekundären Schallwelle, für die im Folgenden der Index sec verwendet wird, kann unter Annahme einer verlustlosen Wellenausbreitung mit der Westervelt-Gleichung nach [29] erfolgen mit

$$\Box p_{\text{sec}} = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_{\text{sec}}^2}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial q}{\partial t}.$$
 (3.16)

q beschreibt dabei die Quellendichte

$$q = \frac{\beta}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial p_{prim}^2}{\partial t}, \tag{3.17}$$

die aus dem primären Ultraschallsignal resultiert. p_{prim} ist dabei der Schalldruck der primären Ultraschallwelle. Der Term auf der rechten Seite von Gleichung (3.16) kann als Quellenterm einer räumlich aufeinander folgenden Anordnung virtueller Schallquellen aufgefasst werden, die von der Schallquelle selbst erzeugt werden. In Ausbreitungsrichtung der Schallwelle akkumulieren sich die Effekte dieser virtuellen Schallquellen.

Für ein primäres Ultraschallsignal, bestehend aus zwei ebenen Wellen die in x-Richtung voranschreiten, lässt sich p_{prim} beschreiben durch

$$p_{prim}(x) = P_1 e^{-\alpha_1 x} \cos(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_{S1}} x) + P_2 e^{-\alpha_2 x} \cos(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_{S2}} x), \qquad (3.18)$$

wobei P_1, P_2 die Anfangsamplituden, ω_1, ω_2 die Kreisfrequenzen, $\lambda_{S1}, \lambda_{S2}$ die Wellenlängen und α_1, α_2 die Absorptionskoeffizienten in Np/m (bei ω_1, ω_2) der beiden primären Ultraschallwellen, gekennzeichnet durch die beiden Indizes 1 und 2, beschreiben.

Die Quellendichte-Funktion (3.17) hängt von p_{prim}^2 ab, so das sie Bestandteile bei den Frequenzen $2\omega_1^2, 2\omega_2^2$ und $\omega_1 \pm \omega_2$ enthält. Für die Audioschallerzeugung ist die Komponente bei der Differenzfrequenz $|\omega_1 - \omega_2|$ von Interesse, da sich bei entsprechender Wahl der Ultraschallfrequenzen das gewünschte Audiosignal ergibt. Die weiteren Betrachtungen beschränken sich daher auf den Term der Differenzfrequenz.

Der Differenzfrequenz-Term in der Quellenfunktion rührt her von dem Term

$$P_1 P_2 e^{-\overline{\alpha_1 + \alpha_2} \cdot x} \cos \left((\omega_1 - \omega_2) t - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{S1}} - \frac{2\pi}{\lambda_{S2}} \right) x \right). \tag{3.19}$$

Setzt man den Term aus Gleichung (3.19) als p_{prim}^2 in die Quellengleichung (3.17) ein, erhält man ihre Differenzfrequenz-Komponente

$$q = \frac{\beta}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial}{\partial t^2} \left(P_1 P_2 e^{-\overline{\alpha_1 + \alpha_2} \cdot x} \cos \left((\omega_1 - \omega_2) t - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{S1}} - \frac{2\pi}{\lambda_{S2}} \right) x \right) \right)$$

$$= -\frac{\beta (\omega_1 - \omega_2)}{\rho_0^2 c_0^4} P_1 P_2 e^{-\overline{\alpha_1 + \alpha_2} \cdot x} \sin \left((\omega_1 - \omega_2) t - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{S1}} - \frac{2\pi}{\lambda_{S2}} \right) x \right)$$

$$(3.20)$$

Wird eine kreisförmige Primärschallquelle mit einer zylinderförmigen Abstrahlung des primären Ultraschallsignals angenommen (vgl. Abb. 20), so erhält man an jedem Punkt x entlang der Ausbreitungsachse eine Querschnittsscheibe mit der Fläche $\mathit{F_{A}}$ mit gleichmäßig verteilten, gleichphasigen virtuellen Quellen des sekundären Audiosignals. Audioschallwelle breitet sich mit der gleichen Schallgeschwindigkeit c_0 wie die der sie erzeugende primäre Ultraschallwelle aus, so dass sich alle Elementarwellen Ausbreitungsrichtung phasenrichtig überlagern, während es in andere Richtungen zu Überlagerung bis hin zur Auslöschung Während kommt. Demodulationsanteil mit zunehmender Entfernung geringer wird, summieren sich die Beiträge des demodulierten Signals entlang der Abstrahlungsachse phasenrichtig auf.

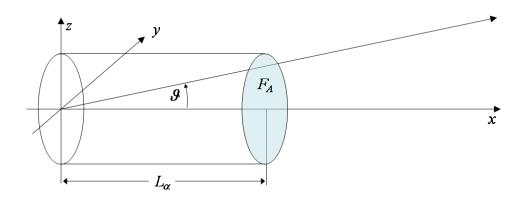


Abb. 20 Geometrie des parametrischen Arrays als zylinderförmige Volumenschallquelle.

Nach räumlicher Integration von q ergibt sich für die Schalldruckamplitude der sekundären Audioschallwelle auf der x-Achse für Abstände mit $x > L_{\alpha}$ [29]

$$P_{aud} = \frac{\beta P_1 P_2 \left(\omega_1 - \omega_2\right)^2 F_A}{4\pi \rho_0 c_0^4 x \alpha_T} e^{-\alpha_s x},$$
(3.21)

wobei L_{α} die Länge der nichtlinearen Wechselwirkungsstrecke in Ausbreitungsrichtung des primären Ultraschallstrahls beschreibt, innerhalb derer das Audioschallsignal im Wesentlichen generiert wird. Diese Generationslänge wird durch den kombinierten Absorptionskoeffizienten $\alpha_T = \alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_S$ bestimmt [36], wobei α_S der Absorptionskoeffizient der sekundären Audioschallwelle ist. Üblicherweise wird daher die Generationslänge, die auch als die effektive Array-Länge bezeichnet wird, jenseits derer keine signifikante nichtlineare Wechselwirkung mehr stattfindet, angenommen als

$$L_{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{T}}.$$
 (3.22)

Für Audioschall als sekundäre Schallwelle ist der Absorptionskoeffizient in Luft üblicherweise sehr klein gegenüber denen der beiden Ultraschallwellen und wird daher meist vernachlässigt. Unterscheiden sich die Frequenzen der beiden primären Ultraschallwellen nur geringfügig, wie bei der hier vorgesehenen Applikation, so sind die Absorptionskoeffizienten nahezu gleich und α_T kann genähert werden mit $\alpha_T \approx 2\alpha_1$.

Eine etwas allgemeinere Beschreibung parametrischer Schallerzeugung führte Berktay durch ein Konzept ein, bei dem er die Hüllkurve des modulierten primären Ultraschallsignals als Ausgangspunkt seiner Betrachtungen machte [29]. Seinem Postulat folgend wird das Audiosignal aus der Hüllkurve des primären Ultraschallsignals demoduliert. Da bei dieser Betrachtung die Hüllkurven beliebige Funktionen annehmen können, ist es damit leicht möglich, auch die Übertragung bzw. parametrische Erzeugung von komplexen Audiosignalen wie z.B. Sprache oder Musik zu untersuchen, Anwendungen für die kommerzielle parametrische Systeme üblicherweise entwickelt werden. Als Ausgangssignal kann dabei ein mit dem Audiosignal amplitudenmoduliertes primäres Ultraschallsignal angenommen werden, wobei das Audiosignal die Hüllkurve der Modulation ergibt.

Ist E(t) ein beliebiges Signal (das die Modulations-Hüllkurve ergibt), mit dem ein Ultraschallträgersignal amplitudenmoduliert wird, so kann deren Schalldruck in der Entfernung x auf der Mittenachse vor dem parametrischen Array mit

$$p_{prim}(t,x) = P_c \cdot e^{-\alpha_c x} E\left(t - \frac{x}{c_0}\right) \cos\left(\omega_c t - \frac{2\pi}{\lambda_c}x\right)$$
(3.23)

beschrieben werden. Diese primäre Welle erzeugt durch Demodulation eine sekundäre Welle, die für einen Punkt x auf der Ausbreitungsachse beschrieben werden kann durch

$$p_{\text{sec}}(t,x) = \frac{\beta P_1^2 F_A}{16\pi \rho_0 c_0^4 x \alpha_1} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E^2(t), \qquad (3.24)$$

wobei $t = t - (x/c_0)$ die Zeitverzögerung ist.

Aus den Gleichungen (3.21) und (3.24) lassen sich die wesentlichen Abhängigkeiten der Audioschalldruckamplitude von dem primären Signal ableiten:

– Die Amplitude des sekundär erzeugten Audioschallsignals verläuft proportional zu der zweiten zeitlichen Ableitung der quadrierten Modulations-Hüllkurve E(t):

$$p_{aud}(t) \propto \frac{\partial^2}{\partial t^2} E^2(t)$$
 (3.25)

Die zweimalige zeitliche Ableitung erzeugt also eine Steigung im Frequenzgang von 12 dB/Oktave. Das bedeutet, dass nach dieser Vorhersage bei jeder Verdopplung der Audiofrequenz der erwartete Schalldruckpegel um 12 dB ansteigen sollte. Der Schalldruck verläuft somit proportional zu dem Quadrat der Frequenz des Audiosignals:

$$p_{aud} \propto \omega_{aud}^2$$
 (3.26)

Der Schalldruck des sekundären Audioschallsignals ist proportional abhängig von der Größe des Querschnitts des primären Ultraschallstrahls und quadratisch abhängig von der Amplitude des primären Ultraschallsignals. Damit kann eine Erhöhung des Audioschalldruck über eine Steigerung des primären Ultraschalldrucks (bis die Nichtlinearität maximal ist) und/oder einer Vergrößerung des Querschnitts des Ultraschallstrahls (womit eine Vergrößerung der Wandlerfläche einher geht) erreicht werden.

$$p_{aud} \propto F_A \cdot P_{prim}^2$$
 (3.27)

3.2.4 Richtungswirkung parametrischer Schallerzeugung

Der Richtungsfaktor des parametrisch erzeugten Audioschalls ist bei Annahme einer kollimierten ebenen Primärwelle für Messabstände $x \gg L_{\alpha}$ gegeben durch [36], [29]

$$\Gamma_{aud}(\vartheta) = \Gamma_W(\vartheta)\Gamma_{Ap}(\vartheta), \qquad (3.28)$$

wobei $\Gamma_W(\mathcal{G})$ der Westervelt-Richtungsfaktor und $\Gamma_{Ap}(\mathcal{G})$ der Apertur-Richtungsfaktor in Abhängigkeit von dem Abstrahlungswinkel \mathcal{G} zur senkrecht auf der Mitte des Arrays stehenden Achse sind (vgl. Abb. 20). Der Westervelt-Richtungsfaktor [28]

$$\Gamma_W(\vartheta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi \cdot L_\alpha}{\lambda_{aud}} \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right)^2}}$$
(3.29)

resultiert aus der Ausdehnungslänge $L_{\alpha}=1/\alpha_{T}$ des Wechselwirkungsvolumens in Ausbreitungsrichtung des primären Ultraschallstrahls. λ_{aud} steht für die Wellenlänge der Audioschallfrequenz.

Der Apertur-Richtungsfaktor resultiert hingegen aus der Ausdehnung des Wechselwirkungsvolumens senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Ultraschalls und ist im Falle einer kreisrunden abstrahlenden Fläche mit dem Durchmesser D gegeben durch [40]

$$\Gamma_{Ap}(\theta) = \frac{2 \cdot J_1((\pi \cdot D/\lambda_{aud}) \cdot \sin(\theta))}{(\pi \cdot D/\lambda_{aud}) \cdot \sin(\theta)},$$
(3.30)

wobei J_1 für die Besselfunktion 1. Ordnung steht. Der Apertur-Richtungsfaktor ist identisch mit dem Richtungsfaktor eines Kolbenstrahlers. Für kleine Werte von $\pi \cdot D/\lambda_{aud}$ ist $\Gamma_{Ap}(\mathcal{G})$ im Vergleich mit $\Gamma_W(\mathcal{G})$ eine relativ schwache Funktion von \mathcal{G} , so dass die Richtungswirkung dann im Wesentlichen durch den Westervelt-Faktor bestimmt wird. Mit zunehmendem Wert von $\pi \cdot D/\lambda_{aud}$ nimmt auch der Einfluss des Apertur-Faktors auf die Richtungswirkung zu, der eine zusätzliche Verkleinerung des durch den Westervelt-Faktor gegebenen Abstrahlwinkels bedingt.

Für die Fälle, bei denen der Durchmesser des primären Schallstrahls klein gegen die Audioschallwellenlänge ist, kann der Apertur-Faktor vernachlässigt werden. Dann ergibt sich die Winkelbreite $2\theta_{HP}$ (in Radiant) des sekundären Audioschallstrahls aus dem Westervelt-Richtungsfaktor nach [28] und [29] zu

$$2\theta_{HP} = 4\sqrt{\frac{\lambda_{aud}}{4\pi L_{\alpha}}} \ . \tag{3.31}$$

Die Winkelbreite $2\theta_{HP}$ ist dabei definiert als der Winkelbereich, an dessen Grenzen die Leistung nur noch halb so groß ist, wie im Maximum der Hauptabstrahlungsrichtung (-3dB-Wert).

3.2.5 Signifikante Probleme der ersten Systeme - Verzerrungen

Die ersten parametrischen Systeme zur Erzeugung eines gerichteten Audioschallstrahls verwendeten eine einfache (Doppelseitenband – DSB) Amplitudenmodulation (AM) zur Übertragung komplexer Audiosignale. Dafür wird das Audiosignal, das mit einem Gleichspannungsoffset versehen wird, einfach mit dem Trägersignal multipliziert, was sich technisch sehr einfach realisieren lässt. Die sich dabei ergebene Hüllkurve der Modulation ist proportional (oder gar identisch) mit dem Audiosignal und kann beschrieben werden durch E(t) = 1 + mh(t), mit m als Modulationstiefe und h(t) als Audio-Signal. Als Ergebnis erhält man für ein Beispiel mit einer Trägerfrequenz von 40 kHz und einem Audiosignal von 2 kHz ein amplitudenmoduliertes Signal wie in Abb. 21. für m = 1 im Zeitbereich dargestellt (grüne

Kurve). Die beiden in Magenta dargestellten Hüllkurven haben das gleiche Sinussignal mit einer Frequenz von 2 kHz, wie das zur Modulation verwendete Signal. Eine derartige sinusförmige Amplitudenmodulation hat ein Spektrum mit den Kreisfrequenzen ω_c und $\omega_c \pm \omega_{\rm mod}$, wobei $\omega_{\rm mod}$ die Kreisfrequenz der Modulation ist. Bei einer Betrachtung im Frequenzbereich bedeutet dies, dass hier drei Frequenzen miteinander wechselwirken, nämlich die Trägerfrequenz von 40 kHz und die beiden Seitenbänder mit 38 kHz und 42 kHz.

Durch das Quadrieren der Form der Einhüllenden bei dem nichtlinearen Prozess in der Luft entsprechend Gleichung (3.25) ergibt die zweite Ableitung die Summe zweier Wellen, eine proportional zu dem Originalsignal 2mh(t) - das gewünschte Signal - und eine weitere proportional zu dessen Quadrat $m^2h^2(t)$. Die im zweiten Term enthaltenen höheren Harmonischen des Audiosignals machen sich als Verzerrungen bemerkbar. Die zweite Harmonische des Audiosignals hat, wenn die Modulationstiefe mit m=1 maximal gewählt wird, die gleiche Amplitude wie das eigentliche Audiosignal. Diese Verzerrungen lassen sich klein halten, indem eine kleine Modulationstiefe m, zu deren Quadrat sie proportional sind, eingestellt wird. Da das Nutzsignal jedoch direkt proportional zu m wächst, wäre damit auch ein geringerer Schalldruck des Audioschalls verbunden, was jedoch wegen der sowieso geringen Effizienz nicht ideal ist.

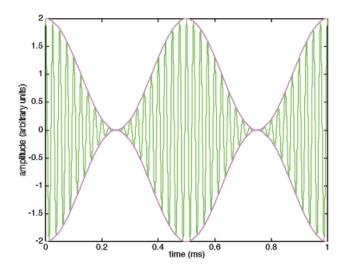


Abb. 21 Ergebnis der Doppelseitenbandmodulation (in Grün) eines Trägersignals von 40 kHz mit einem Audiosignal von 2 kHz bei einer Modulationstiefe von m = 1, Die Hüllkurven oben und unten (in Magenta dargestellt) sind Sinussignale mit einer Frequenz von 2 kHz; nach [34].

3.2.6 Strategien zur Reduktion der Verzerrungen

Um die Erzeugung von höheren Harmonischen zu verhindern, müsste, Berktays Postulat folgend, dass aus der Einhüllenden das Audiosignal demoduliert wird, die Funktion der Einhüllenden so modifiziert werden, dass aus ihr nur das gewünschte Audiosignal

demoduliert wird. Dies wäre der Fall, wenn die Einhüllende der Quadratwurzel des Audiosignals (gegebenenfalls zuzüglich irgendwelcher Anpassungsterme) entsprechen würde.

Kite et al. [32] gingen davon aus, dass dies nur durch eine geeignete Signalvorverarbeitung möglich sei, bei der das Audiosignal zunächst zweimal integriert wird (um die Auswirkung der zweimaligen Ableitung bei der nichtlinearen Mischung zu kompensieren) und aus diesem Signal nach Anpassungen der Verstärkung und des Offsets die Wurzel zu ziehen (um die Quadrierung der Einhüllenden bei dem nichtlinearen Effekt entsprechend der Berktay-Näherung (3.24) zu kompensieren), bevor das Signal auf das Trägersignal moduliert wird. Bei diesem Vorverarbeitungsprozess wird eine unendliche Anzahl von Harmonischen erzeugt, die dann auch von dem Wandler übertragen werden müssen, um eine wirksame Unterdrückung der Verzerrungen zu erreichen. Somit wäre die Verzerrungsfreiheit direkt gekoppelt mit der (im Regelfall sehr begrenzten) Bandbreite des Wandlersystems. Da zudem die durch die Signalvorverarbeitung erzeugten höheren Harmonischen bis in den Audiobereich reichen würden, müsste die Übertragungsbandbreite mit entsprechend gewählten Filtern noch künstlich begrenzt werden. Je nach Anforderungen an die Audioübertragungsqualität kann diese einfache sog. Vorverarbeitungs-Amplitudenmodulation in Abhängigkeit von der Bandbreite der Wandler jedoch ausreichen.

Einer anderen Überlegung bezüglich Modulationsschemata folgend, widmeten sich Mitarbeiter der amerikanischen Firma ATC [34] der Einseitenbandmodulation (Single Sideband - SSB) als Lösungsansatz. Für ihre Betrachtungen nahmen sie an, dass das ankommende Audiosignal einfach um die Trägerfrequenz nach oben verschoben werden könne (unabhängig von der technischen Realisierbarkeit), also als Beispiel ein Audiosignal von 2 kHz um die Trägerfrequenz von 40 kHz auf 42 kHz verschoben wird. In diesem Falle würden lediglich 2 Frequenzen (das verschobene Audiosignal von 42 kHz und das Trägersignal mit 40 kHz) miteinander modulieren. Das Ergebnis der Modulation dieser beiden Frequenzen im Zeitbereich ist in Abb. 22 (in grün) zu sehen, die Einhüllenden sind in Magenta gezeichnet. Wenn diese Einhüllenden an der Nichtlinearität der Luft entsprechend Gleichung (3.25) quadriert werden, so erhält man das ursprüngliche Audiosignal – also in dem Beispiel die 2 kHz - ohne dass irgendwelche Verzerrungen erzeugt werden, da keine anderen Frequenzen auftauchen. Das heißt also, dass bei der Einseitenband-Modulation im Falle der Übertragung von nur einem einzelnen Ton ein absolut verzerrungsfreies Audiosignal erzeugt wird, ohne dass irgendeine Signalvorverarbeitung erfolgen muss In einem solchen Fall - wie z.B. auch bei dem von uns vorgesehenen Einsatzzweck - wäre eine SSB-Modulation der DSB-Modulation eindeutig vorzuziehen. Sollen weitere Frequenzen zeitgleich übertragen werden, kommt es auch hier zu Interaktion zwischen diesen, so dass auch hier Verzerrungen auftreten, die jedoch mit deutlich weniger Bandbreitenbedarf als im Falle der DSB-Modulation korrigiert werden können.

Dieser Ansatz ist von ATC zu einer für die Übertragung von komplexen Audiosignalen deutlich praktikablen, sog. beschnittenen DSB-Modulationsmethode weiterentwickelt worden, wobei ein DSB Multiplizierer genutzt wird und das untere Seitenband mittels eines Filters und/oder durch die Eigenschaften des Ultraschallwandlers abgeschnitten wird.

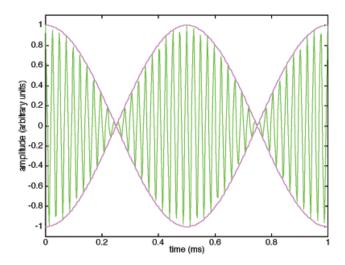


Abb. 22 Ergebnis (in grün) der (Einseitenband-) Modulation eines Trägersignals von 40 kHz mit dem auf 42 kHz geshifteten Audiosignal (dessen ursprüngliche Frequenz 2 kHz betrug). Die Hüllkurven oben und unten (in Magenta dargestellt) haben den Verlauf der Quadratwurzel des Audiosignals mit einer Frequenz von 2 kHz; nach [34].

3.2.7 Ultraschallemitter

Um ein parametrisches Wandlersystem zur Erzeugung von gerichtetem Audioschall aus Ultraschall bauen zu können, werden entsprechende Ultraschallemitter benötigt. Für die Übertragung von komplexen Audiosignalen wären Emitter ideal, die eine große akustische Übertragungsbandbreite von mehr als 20 kHz, ein möglichst stark gerichtetes Abstrahlverhalten zur Erzielung eines stark gerichteten Ultraschallstrahls und eine möglichst hohe Ausgangsleistung im Dauerbetrieb aufweisen. Solche idealen Emitter gibt es leider nicht.

Für die Übertragung von Sprache oder Musik werden heute bevorzugt Systeme mit großer Übertragungsbandbreite wie Dünnschicht-Wandler-Topologien, basierend auf elektrostatischen, planar-magnetischen oder piezoelektrischen Filmen eingesetzt, wobei von den genannten die piezoelektrischen Filme die größte Ultraschallleistung pro Flächeneinheit erreichen. Mit ihnen können durch einfach skalierbare Wandler-Aufbaustrukturen nahezu beliebig große Emitterflächen hergestellt werden. Sie erreichen aber nicht die hohen Schalldrücke, die mit den vor 1998 in solchen Systemen zumeist eingesetzten

Piezoelektrischen-Resonanzwandlern (PZT) erreicht werden und die für die hier vorgesehene Anwendung erforderlich sind. Darüber hinaus sind solche Wandlersysteme nur in Komplettsystemen und nicht separat erhältlich, so dass für den Aufbau eines eigenen Systems auch aus diesem Grunde nur PZT-Wandler in Frage kämen.

Solche Resonanzwandler basieren auf bimorphen piezoelektrischen Keramiken. Abb. 23 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Wandlers. Zentrales Element sind zweilagige Scheiben aus gepoltem PZT-Material, die so aufgebaut sind, dass sie sich von konkav zu konvex verbiegen, wenn eine Wechselspannung angelegt wird, was in der Mitte der Scheibe zu großen Auslenkungen führt. Um eine Impedanzanpassung an die Luft vorzunehmen und dem PZT eine mechanische Last zu geben, wird ein sehr leichter Konus von etwa 7-8 mm Durchmesser genau in der Mitte der PZT-Scheibe, dem Bereich der größten Auslenkung, befestigt. Dieser Konus ist im Idealfall so ausgelegt, dass seine fundamentale Schwingungsmode der der PZT-Scheibe mit Last entspricht. Während seines Schwingens führt der Rand des Konus durch "flexen" eine mehr als dreimal so große Auslenkung aus, wie seine Mitte, wodurch ein noch höherer Wirkungsgrad erreicht wird.

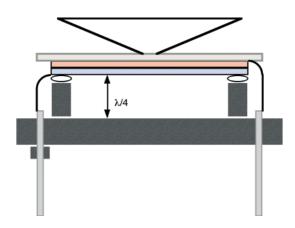


Abb. 23 Prinzipieller Aufbau eines PZT-Wandlers, nach [34].

Solche Resonanzwandler weisen systembedingt auch heute noch die höchste Ausgangsleistung auf, ihre Bandbreite ist dafür mit bis zu maximal etwa 10 kHz für viele Anwendungen unzureichend. Hinzu kommt, dass sie sehr klein sind (Konusdurchmesser typischerweise etwa 7-8 mm, bei einem Gehäusedurchmesser von etwa 16 mm) und schon einige Hundert von ihnen benötigt werden, um ein sinnvoll großes Array für eine gerichtete Ultraschallabstrahlung aufzubauen. Hierbei ist allerdings von Nachteil, dass die Wandler produktionsbedingt etwas voneinander abweichende Resonanzfrequenzen haben, und bei der Resonanzfrequenz einen großen elektrischen Phasenshift aufweisen. Wenn Trägerfrequenz so gewählt wird, dass sie der mittleren Resonanzfrequenz der Wandler im Array entspricht, so emittieren viele Wandler nicht in Phase mit ihren Nachbarn. Daher sollte die Trägerfrequenz etwas abweichend von der Resonanzfrequenz gewählt werden.

3.3 Stand der Technik

Im diesen Abschnitt wird anhand des Stands des Technik abzuschätzen versucht, ob ein System zur parametrischen Schallerzeugung die Anforderungen des videoholografischen Schwingungsmessverfahren an ein akustisches Anregungssystem erfüllen kann. Neben der erwarteten hohen Richtungswirkung wird vor allem ein Audioschalldruckpegel von mehr als 80 dB in dem Frequenzbereich von 100 Hz – 2000 Hz benötigt.

Für die Einschätzung sind kommerziell erhältliche Systeme, in der Literatur veröffentlichte Charakteristiken parametrischer Systeme und ein Prototyp eines Wandlersystems erkundet worden. Die Ergebnisse der Erkundungen werden in den nächsten Abschnitten kurz dargestellt.

3.3.1 Kommerzielle Wandlersysteme zur parametrischen Schallerzeugung

Kommerziell entwickelte Systeme auf Basis dieser Technologie werden nur von einigen wenigen Unternehmen in der ganzen Welt angeboten, die nachfolgend im Überblick genannt werden:

- Holosonics, USA [41]: Die von F. Joseph Pompei am Massachusetts Institute of Technology (MIT) entwickelte Technologie namens "Audio Spotlight" [33], wurde im Jahre 2000 in die Firma Holosonics überführt und kommerziell verfügbar gemacht.
- Mitsubishi Electric Engineering Corporation, Japan: Von Mitsubishi wird ein solches Produkt unter der Bezeichnung "MSP-50E" geführt [44].
- Parametric Sound Corporation, USA [42]: Die von der Firma American Technology Corporation (ATC) unter dem Namen "HyperSonic Sound" (HSS) entwickelten und angebotenen Systeme werden seid 2010 von der Firma Parametric Sound Corporation vertrieben.
- Sennheiser electronic, Deutschland [43]: Das von der Firma Sennheiser unter dem Namen "Audiobeam" entwickelte System wurde im Jahre 2000 auf der EXPO erstmalig vorgestellt und nachfolgend kommerziell angeboten.

Die Systeme der verschiedenen Anbieter unterscheiden sich im Wesentlichen hinsichtlich der verwendeten Ultraschallemitter und der implementierten Signalverarbeitung zur Unterdrückung von Verzerrungen. Allen Systemen ist jedoch gemein, dass sie Sprache oder Musik – also komplexe Audiosignale - in normaler Hör-Lautstärke für die verschiedensten kommerziellen Anwendungen (z.B. gezielte Ansprache von Personen in einer größeren Gruppe oder im öffentlichen Raum, individuelle Erläuterungen vor Objekten in verschiedenen Sprachen in Museen, individuelles Musikprogramm im Auto getrennt für jeden Sitzplatz)

übertragen sollen. Der Frequenzbereich ist meist zu tieferen Frequenzen hin aufgrund deren ungünstigen Konversion bei der nichtlinearen Erzeugung auf etwa 500 Hz begrenzt. Diese Systeme sind also nicht für die Erzeugung von Audioschall mit hohen Schalldrücken und schon gar nicht bei tiefen Frequenzen herab bis zu 100 Hz - wie für die in dieser Arbeit vorgestellte Applikation benötigt - entwickelt und gebaut worden. Anfragen an die Hersteller solcher Systeme ergaben, dass diese zusätzlichen Entwicklungsbedarf sahen, bevor gegebenenfalls ein entsprechend leistungsfähiges System gebaut werden könnte. Es war daher also nicht möglich, auf ein kommerziell verfügbares System als akustisches Anregungssystem für das videoholografische Schwingungsmessverfahren zurückzugreifen.

3.3.2 Publizierte Charakteristiken parametrischer Systeme

In den letzten Jahren ist sehr wenig über Fortschritte auf dem Gebiet der Erzeugung von gerichtetem Audioschall mit parametrischen Systemen in wissenschaftlichen Publikationen berichtet worden. Die interessantesten in der Literatur zu findenden Richtcharakteristiken und Leistungsdaten parametrischer Systeme zur Erzeugung von gerichtetem Audioschall stammen von Yoneyama & Fujimoto [31] aus dem Jahre 1983 sowie von Pompei [33] aus dem Jahre 1998.

Beispielhaft für die große Anzahl von Messdaten zeigt Abb. 24 die ermittelten Richtcharakteristiken bei einer Audioschallfrequenz von 1 kHz. Die Winkelbreite der Abstrahlung bei halber Leistung beträgt bei Yoneyama etwa 15° (Abb. 24a), bei Pompei weniger als 3° (Abb. 24b), und unterscheiden sich damit sehr deutlich voneinander. Ein Grund dafür ist nicht ersichtlich und kann auch nicht aus den unterschiedlichen Trägerfrequenzen, die verwendet wurden, abgeleitet werden.

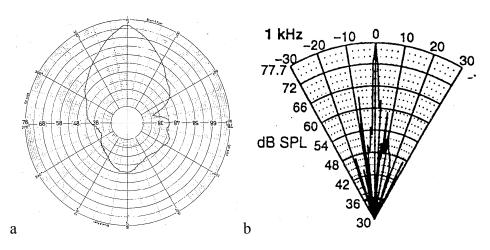


Abb. 24 Richtcharakteristiken des nichtlinear erzeugten Audioschalls bei 1 kHz; Literaturdaten: a) Yoneyama (Trägerfrequenz 40 kHz; Messabstand 4 m; -3 dB Winkelbreite ca. 15°), b) Pompei (Trägerfrequenz 60 kHz; Messabstand 3 m; -3 dB Winkelbreite <3°).

Nach der Theorie für die nichtlineare Mischung des Ultraschallsignals im Luftvolumen hängt die Breite Abstrahlkeule im Wesentlichen von dem Verhältnis Audioschallwellenlänge λ_{aud} zur effektiven Länge L_{α} des Wechselwirkungsvolumens ab. Die Winkelbreite (in Radiant) bei halber Leistung findet sich nach Gleichung (3.31) beim Wert $4\sqrt{\lambda_{aud}/4\pi L_{\alpha}}$, wobei für $L_{\alpha}=1/2\alpha_{c}$ entsprechend den Überlegungen zu Gleichung (3.22) anzusetzen ist. Mit den entsprechenden Absorptionskoeffizienten (bei angenommenen 40 % Luftfeuchte) nach [65] ergibt sich bei der von Yoneyama verwendeten Trägerfrequenz von 40 kHz für $L_{\alpha} \approx 3,40\,\mathrm{m}$ und bei der von Pompei verwendeten Trägerfrequenz von 60 kHz ergibt sich für $L_{\alpha} \approx 2,50$ m. Damit ergibt sich als erwartete Winkelbreite bei Yoneyama ein Wert von etwa 21° und bei Pompei von etwa 24°. Die aus den Messungen bestimmten Winkelbreiten liegen damit unterhalb der aus der Theorie vorhergesagten, bei Yoneyama etwa um den Faktor 1,4 und bei Pompei etwa um den Faktor 10. Die in Abschnitt 3.2.4 angesprochene Reduzierung der Winkelbreite bei großen Strahlquerschnitten führt bei den gegebenen Strahldurchmessern der Systeme von etwa 35 cm zu keiner nennenswerten Reduktion und kann die Abweichungen nicht erklären.

Das System, das von Yoneyama & Fujimoto [31] aufgebaut wurde, bestand aus 547 PZT-Wandlern in hexagonaler Anordnung mit einem größten Durchmesser von etwa 38 cm ± 6 cm, der auf Basis einer Abbildung grob abgeschätzt wurde. Betrieben worden ist das System mit einem amplitudenmodulierten Ultraschallsignal bei der Resonanzfrequenz der Wandler von etwa 40 kHz. Für die Messungen ist eine Modulationstiefe von 0,5 verwendet worden, der Messabstand von dem Wandlerarray betrug 4 m. Weitere noch gezeigte Richtcharakteristiken, die bei den höheren Audiofrequenzen von 5 kHz und 10 kHz aufgenommen wurden, zeigen deutlich schärfere Richtwirkungen mit Winkelbreiten von weniger als 6°. Über die Richtwirkung für Audiofrequenzen unterhalb von 1 KHz wurde nicht berichtet. Der unter den genannten Messbedingungen bei 1 kHz erreichte Audioschalldruckpegel betrug 75 dB, wobei anzumerken ist, dass der maximal mögliche Pegel aufgrund der verwendeten Modulationstiefe von nur 0,5 nicht erreicht wurde. Da das System noch ohne Signalvorverarbeitung auskommen musste, wies es entsprechende Verzerrungen durch die Erzeugung von höheren Harmonischen auf (vgl. Abschnitt 3.2.5). Die durchgeführten Messungen bestätigten den aus der Theorie vorhergesagte Anstieg des Schalldruckpegels in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz mit etwa 12dB/Oktave (siehe Abschnitt 3.2.3).

Pompei präsentierte in seiner Arbeit [33] die Charakteristik eines parametrischen Wandlersystems, das als erstes System überhaupt eine wirksame Signalvorverarbeitung nach einer Idee von Kite [32] zur Verminderung von Störungen unter Verwendung von Breitbandwandlern ermöglichte. Das System mit einem Durchmesser von etwa 35 cm, das vermutlich aus elektrostatischen Breitbandwandlern aufgebaut wurde, ist mit einem

amplitudenmodulierten Ultraschallsignal mit einer Trägerfrequenz von 60 kHz betrieben worden. In der Arbeit werden Richtcharakteristiken für die Audioschallfrequenzen von 400 Hz, 1 kHz, 2 kHz, 4 kHz, 8 kHz und 16 kHz im Messabstand von 3 m gezeigt, wobei gerade die tiefsten Frequenzen von kleiner als 2 kHz die schmalsten Winkelbreiten von weniger als 3° aufweisen – und das bei beeindruckenden Schalldruckpegeln, die selbst bei 400 Hz schon fast 76 dB erreichen. Das Ergebnis, dass die Richtcharakteristiken für höhere Frequenzen schlechter werden, nennt er kurios und vermutet als Ursache dafür nichtlineare Effekte im Wandler, die bei höheren Frequenzen verstärkt auftreten. Der von ihm gezeigte Verlauf des Audioschalldrucks in Abhängigkeit von der Frequenz stieg von 75 dB bei 400 Hz auf etwa 78 dB bei etwa 600 Hz an, um dann nahezu linear auf wieder etwa 75 dB bei 3 kHz abzufallen. Im weiteren Verlauf fiel der Schalldruck bis 5 kHz bis auf 70 dB ab, danach stieg er wieder an. Dieser Verlauf entspricht zwar nicht dem aus der Theorie vorhergesagten Anstieg mit 12 dB/Oktave (vgl. Abschnitt 3.2.3), er kann jedoch durch die verwendete Signalvorverarbeitung bedingt sein.

Die Ergebnisse von Pompei hinsichtlich Richtwirkung und Schalldruckpegel - gerade bei den tiefen Audiofrequenzen unterhalb von 1000 Hz - lassen darauf hoffen, mit einer entsprechend leistungsgesteigerten Version die hier gestellten Anforderungen an einen Schallrichtstahler erfüllen zu können. Dennoch ergibt sich gerade in Verbindung mit den Ergebnissen von Yoneyama & Fujimoto kein klares Bild über die tatsächlich zu erzielende Audioschall-Richtwirkung und die erreichbaren Audioschalldruckpegel, weshalb im nächsten Schritt ein Prototyp-System zur eigenen Einschätzung ersten Untersuchungen unterzogen worden ist.

3.3.3 Akustische Charakteristiken eines Prototyps

Für prinzipielle Untersuchungen stand leihweise ein Prototyp eines parametrischen Wandlers zur Verfügung. Er besteht aus einer Anordnung von rund 350 Piezo-Einzelwandlern (PZT, Durchmesser 16 mm; aktives Element über Konus mit ungefähr 7 mm Durchmesser angepasst) auf einer Kreisfläche von 35 cm Durchmesser, die etwas unterhalb ihrer Resonanz bei 40 kHz betrieben werden. Um den Wandler in seiner gängigen Betriebsweise (Modulation des 40 kHz Trägersignals mit dem Audiosignal) kennen zu lernen, wurden zunächst umfangreiche Messserien der Winkelverteilung des abgestrahlten Audioschalls bei Frequenzen zwischen 150 Hz und 5 kHz und unterschiedlichen Entfernungen in einem reflexionsarmen Raum durchgeführt. Hierbei wurde besonderer Aufwand getrieben, den Ultraschallanteil durch Dämmmaterial um das Mikrofon und elektronische Tiefpassfilterung zu unterdrücken, eine Maßnahme, deren Wichtigkeit in Abschnitt 5.2.4 noch einmal aufgegriffen wird.

Überraschenderweise ergaben sich bei diesen Messungen deutlich breitere Kurven als erwartet. Abb. 25 zeigt zur Vergleichsmöglichkeit mit den schon gezeigten Messergebnissen aus der Literatur die Richtcharakteristik für die Audioschallfrequenz von 1 kHz in einem Messabstand von 3,50 m. Die Richtcharakteristik liefert eine Winkelbreite von ungefähr 35° und ist damit deutlich größer als die etwa 15° von Yoneyama & Fujimoto und um Größenordnungen entfernt von den <3°, die von Pompei berichtet worden sind. Als Erwartungswert der Winkelbreite würde sich aus der Theorie analog zu den Überlegungen in Abschnitt 3.3.2 ein Wert von 21° ergeben. Der Prototyp-Wandler liefert somit um den Faktor 1,7 bis 10 breitere Richtcharakteristiken als sie theoretisch zu erwarten und aus Messungen in der Literatur bekannt sind, wobei der extrem niedrige Wert von Pompei deutlich aus der Reihe fällt. Der bei 1 kHz erzielte Audioschalldruckpegel betrug in dem Messabstand von 3,5 m etwa 84 dB.

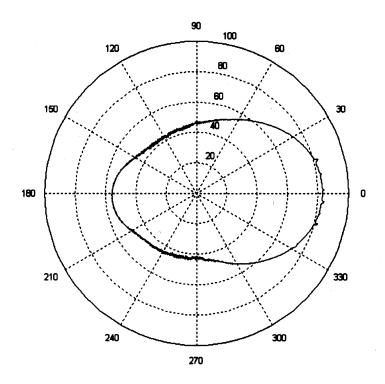


Abb. 25 Richtcharakteristik des mit einem Prototyp nichtlinear erzeugten Audioschalls bei 1 kHz; Entfernung etwa 3,5 m; -3dB Winkelbreite etwa 35°; radiale Unterteilung in 20 dB Schritten.

Um die Effektivität der Anregung für die geplante Verwendung an Wandmalereien zu beurteilen, wurden Putzschichten über definiert eingebrachten Hohlstellen in Probewänden mit dem Wandler beschallt. Auch hierbei wurde neben der Frequenz der Abstand variiert. Dabei ergab sich als ebenfalls unerwartetes Ergebnis, dass sich die größten Schwingungsamplituden des Putzes erzeugen ließen, wenn der Wandler direkt vor der Wand stand. Ergänzende Mikrofonmessungen zeigten, dass der höchste Audiopegel direkt vor dem Wandler gefunden wird und von dort mit etwa 1/r abfällt. Dies legt die Vermutung nahe, dass

der maßgebliche Anteil des gemessenen Audioschalls und seiner Wirkung an der Wand nicht durch den erwarteten nichtlinearen Prozess im Luftvolumen, sondern anderweitig erzeugt wird.

Da die eigentlich erhoffte schmale Audioschall-Abstrahlcharakteristik auf Grundlage der nichtlinearen Prozesse in der Luft bei dem Prototypen nicht nachgewiesen werden konnte, konnte nicht ohne weiteres – wie ursprünglich geplant – eine leistungsgesteigerte Version des gestesteten Wandlers für das Projekt übernommen werden. Vielmehr wurden zusätzliche Untersuchungen zur Klärung der beobachteten Unterschiede erforderlich. Recherchen in der relativ überschaubaren Literatur zur parametrischen Schallerzeugung in Luft (siehe auch die Übersicht von Croft & Norris 2001 [34]), ausführliche Diskussionen mit dem Gerätehersteller und Erkundungen zu zwei anderen kommerziellen Produkten führten zu weiteren umfangreichen akustischen Messungen.

Als Bilanz aus den dabei gewonnenen Erkenntnissen kann gezogen werden, dass die bisher praktizierte Art, den gerichteten Schall mit einem parametrischen System auf Basis von PZT-Wandlern herzustellen und deren Charakteristiken zu vermessen, durch die folgenden drei ursprünglich nicht erwarteten Probleme inakzeptabel beeinträchtigt wird:

- 1. Die Schallwandler erzeugen bereits durch eigene Nichtlinearitäten einen erheblichen Anteil an Audioschall. Sie werden entweder mit zwei im Abstand der gewünschten Audio-Frequenz (einige hundert Hz bis einige kHz) liegenden Ultraschallwellen oder mit einer mit der Audiofrequenz modulierten Trägerwelle betrieben, so dass jeweils durch Mischung bereits Audioanteile entstehen können.
 - Wegen des geringen Wirkungsgrades bei der nichtlinearen Erzeugung des Audioschalls im Luftvolumen zwischen Sender und Empfänger sind Ultraschallpegel von mehr als 130 dB erforderlich, um Nutzsignale zwischen 70 und 80 dB zu erzeugen. Es ist offensichtlich, dass bei einem durchaus gängigen Klirrfaktor der Wandler von 1% bereits vergleichbare Pegel durch die Erzeugung von Audioschall an deren Nichtlinearität zu erwarten sind. Für diesen Sachverhalt spricht die breitere Richtcharakteristik, die eher vom Verhältnis der Audiowellenlänge zur Senderbreite bestimmt ist, eine Situation, die der eines guten traditionellen Lautsprechers entspricht der aber ja gerade verbessert werden soll.
- 2. Das Ultraschallfeld vor den Wandlern ist deutlich inhomogen, so dass die eigentlich erwartete kohärente Überlagerung der nichtlinearen Mischprodukte aus dem bestrahlten Volumen zu einem stark gerichteten Vorwärtssignal nicht garantiert ist.
 - Starke ortsabhängige Schwankungen des Pegels vor dem Prototyp-Wandler bei Mikrofonmessungen im reflexionsarmen Raum weisen auf ein sehr inhomogenes Ultraschallfeld hin. Die Ursache dafür wird in der Variation der Resonanzfrequenzen der

Einzelwandler vermutet, so dass sie bei der Betriebsfrequenz mit unterschiedlicher Phase abstrahlen. Eigene Versuche mit einzelnen dieser Elemente sowie deren Datenblätter zeigen, dass dies bei der angegebenen Halbwertsbreite der Resonanzkurven zu Phasenfluktuationen im abgestrahlten Signal von mehr als 60° führen kann. Als Folge der Überlagerung von vielen Einzelsignalen mit eher zufälligen Phasen entsteht so statt des gewünschten regelmäßigen Schallfeldes ein örtlich stark fluktuierendes Feld – eine Art akustischer Speckle. Untermauert werden konnte diese Interpretation auch durch die ausgemessene Richtcharakteristik des Ultraschallfeldes, die erheblich breiter ist als die wenigen Grad, die sich für eine phasenstarr abstrahlende Fläche von der Größe des Wandlers errechnen. Damit gelten sicherlich auch nicht die idealen Annahmen für eine phasenrichtige Verstärkung der nichtlinearen Mischprodukte, die zur gerichteten Vorwärtsabstrahlung des Audioschalls führen.

3. Alle Empfänger erzeugen an ihren Nichtlinearitäten ebenfalls Anteile des Audiosignals und müssen daher vor dem modulierten Ultraschall wirksam abgeschirmt werden.

Der Ultraschall wird zwar auf Grund der üblicherweise vorhandenen Feuchte in der Luft stark gedämpft, da sein Pegel aber so viel höher als jegliches interessierende Audiosignal ist, können selbst geringe Nichtlinearitäten im Empfänger oder in der Schwingung der losen Putzschicht das Hörschallsignal mit maßgeblichem Pegel erzeugen. Diese Vorstellung konnte nach Experimenten mit verschiedenartigen Absorbern um die Mikrofone, mit schlauchförmigen Sonden im Schallfeld und mit dem eigenen Ohr begründet werden. Sie dürfte auch zum Teil für das faszinierende subjektive Richtungsempfinden bei Demonstrationen mit einem geschwenkten Audiobeam verantwortlich sein, das durch die gemessenen Richtcharakteristiken so nicht bestätigt wird. Die andernfalls überhaupt nicht verständlichen Winkelverteilungen bei Pompei, die mit niedrigeren Frequenzen sogar schmaler werden, lassen sich – wie auch andernorts bereits vermutet [34] – ebenfalls nur erklären, indem sie Anteile des Trägerschalls enthalten.

3.3.4 Fazit

Aus den vorausgegangenen Ausführungen geht hervor, dass kein kommerziell erhältliches parametrisches System verfügbar ist, dass die Anforderungen an einen Schallrichtstrahler als Anregungsquelle für das videoholografische Schwingungsmessverfahren erfüllt. Die Hersteller solcher Systeme sehen ihrerseits Entwicklungsbedarf, um ein solches System gegebenenfalls bauen zu können.

Die in der Literatur veröffentlichten Charakteristiken zu parametrischen Systemen zeigten kein eindeutiges Bild über die zu erzielenden Richtwirkungen und Schalldruckpegel. Zudem

lassen in der Literatur geäußerte Vermutungen und eigene Erfahrungen zumindest anzweifeln, dass die extremen Richtwirkungen und relativ hohen Schalldruckpegel bei tiefen Audiofrequenzen, von denen Pompei berichtet, auf dem gewünschten Effekt beruhen.

Die Erkenntnisse, die an einem Prototyp auf Basis von PZT-Wandlern gewonnen werden konnten, zeigten nicht die eigentlich erhoffte schmale Audioschall-Abstrahlcharakteristik auf Grundlage der nichtlinearen Prozesse in der Luft. Möglicherweise beziehen die an einer kommerziellen Nutzung ausgerichteten Eigenschaften des untersuchten Prototypen-Systems sogar maßgeblich nichtlineare Effekte an Sender und Empfänger mit ein. Als Ursachen für die nicht sehr gut gerichtete Audioschallabstrahlung konnten die Erzeugung von Audioschall bereits an den Nichtlinearitäten der Ultraschallwandler und Phasenunterschiede der abstrahlenden Einzelwandler bei Betriebsfrequenz ausgemacht werden. Auf diesen Erkenntnissen aufbauend ist das im nächsten Abschnitt vorgestellte Konzept entwickelt worden, mit dem die entdeckten Probleme behoben werden können, um ein leistungsstarkes parametrisches System mit hoher Richtwirkung auf Basis von PZT-Wandlern bauen zu können. Dennoch kann nicht zuverlässig abgeschätzt werden, ob nach Ausschluss der erkannten Nichtlinearitäten und nach Abgleich der akustischen Phasen des Ultraschallfelds, die zu erzielenden Pegel und Richtwirkungen für den gewünschten Einsatzzweck wirklich ausreichen.

3.4 Konzept eines Wandlerarrays für die vorgesehene Anwendung

Die Erkenntnisse, die an einem Prototyp eines Wandlerarrays auf Basis von PZT-Ultraschallwandlern gewonnen werden konnten, zeigten eindeutig, dass es nicht ausreicht, einfach ein leistungsstärkeres System durch Vergrößerung der Anzahl der verwendeten Ultraschallwandler aufzubauen. Vielmehr müssen im Wesentlichen zwei Probleme bei der Realisierung eines für die vorgesehene Anwendung geeigneten parametrischen Systems auf Basis von PZT-Wandlern überwunden werden, um auch eine hohe Richtwirkung zu erzielen. Zum einem muss die Erzeugung von Audioschall an Nichtlinearitäten der Ultraschallwandler wirksam unterbunden werden, zum anderen müssen die Phasen in dem akustischen Feld vor einem solchen Array aus PZT-Wandlern aufeinander abgeglichen werden. Wenn dies beides erreicht werden kann, sollte bei Verwendung einer genügend hohen Anzahl an Einzelwandlern ein parametrisches System mit hoher Richtwirkung und hohen Schalldrücken in dem benötigten Frequenzbereich aufgebaut werden können. Aus diesem Grunde wurde die eigene Entwicklung eines solches Systems unter Berücksichtigung der gewonnenen Erkenntnisse betrieben. Um die erforderlichen Schallpegel zu erzielen, wurde der Gesamtsender als ebene Anordnung aus 1830 PZT-Resonanzwandlern entworfen. Diese Wandler stellen nach wie vor die leistungsstärksten Luft-Ultraschall-Wandler (für den cwBetrieb) dar (vgl. 3.2.7), wobei ihre begrenzte Übertragungsbandbreite bei der vorgesehenen Anwendung mit einem Bedarf von maximal 2 kHz nicht von Bedeutung ist.

3.4.1 Vermeidung der Erzeugung von Audioschall am Wandlerarray

Da die Hohlstellenanregung immer nur mit einer einzelnen Frequenz zur Zeit erfolgt, kann die zur Übertragung von komplexen Audiosignalen üblicherweise verwendete Amplitudenmodulation durch Verwendung zweier Ultraschallfrequenzen im Abstand der gewünschten Audiofrequenz ersetzt werden. Damit lassen sich die beiden verschiedenen Ultraschallfrequenzen unabhängig voneinander über zwei ineinander verschachtelte Anordnungen der Wandler abstrahlen, wodurch sie erst im Volumen vor dem Array überlagert werden.

Nur diese Betriebsweise vermeidet die Abstrahlung von Audioschall, der bereits an den Nichtlinearitäten der Wandler erzeugt wird und deshalb mit breiter Richtkeule erfolgt. Dies unterscheidet dieses System wesentlich von allen erhältlichen Systemen, bei denen das zur Übertragung komplexer Audiosignale verwendete amplitudenmodulierte Signal von jedem Wandlerelement abgestrahlt wird.

Der Betrieb mit zwei Ultraschallfrequenzen anstelle eines amplitudenmodulierten Signals hat noch weitere Vorteile, da damit die Erzeugung von höheren Harmonischen des gewünschten Audiosignals im nichtlinearen Prozess prinzipbedingt vermieden wird (siehe 3.2.3 und 3.2.6), was mehrere Vorteile hat:

- Die höheren Harmonischen des Audiosignals könnten dazu führen, dass die durch ein solches System angeregten Schwingungen nicht mehr sinusförmig verlaufen, womit die dem videoholografischen Messverfahren zu Grunde liegende Bedingung einer sinusförmigen Objektschwingung verletzt werden würde.
- Es fließt keine Energie in die Erzeugung der höheren Harmonischen des Audiosignals, die somit für die Erzeugung des eigentlichen Audiosignals zur Verfügung steht.
- Es wird überhaupt keine Signalvorverarbeitung benötigt, um Verzerrungen zu vermeiden.
 Damit entfällt auch die Entwicklung eines speziellen elektronischen Filters, wie es bei anderen Systemen auf Basis der Amplitudenmodulation für die Signalvorverarbeitung zur Reduzierung von Verzerrungen nötig ist.

3.4.2 Erzeugung eines möglichst idealen primären Ultraschallfeldes

Um ein möglichst ideales primäres Ultraschallfeld bei Verwendung von Resonanzwandlern zu erzeugen, werden folgende Vorkehrungen getroffen:

- Die beiden Ultraschallfrequenzen die für den Betrieb des Arrays verwendet werden, werden so gewählt, dass ihre Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz der Wandler liegen, um zu vermeiden, dass die in ihrer Resonanzfrequenz leicht variierenden Wandler durch den elektrischen Phasenshift, den sie bei ihrer Resonanzfrequenz erfahren, in unterschiedlicher Phasenlage emittieren (siehe Abschnitt 3.2.7).
- Die dann noch bestehenden Abweichungen in der Phasenlage des Schalls der Einzelelemente müssen zusätzlich individuell bestimmt und korrigiert werden. Nur so lässt sich erreichen, dass die Phasen im akustischen Feld vor dem Wandler in parallelen Ebenen zur Wandleroberfläche nahezu identisch sind, um die Bedingungen der Westervelt-Beschreibung (vgl. Abschnitt 3.2.3) näherungsweise zu erfüllen. Dafür muss ein Kontrollsystem entwickelt werden, dass die Rekonstruktion der 3D-Phasenverteilung in dem Schallfeld erlaubt. Zu diesem Zweck wird in Kapitel 4 ein mit einem tomographischen Aufbau auf die Sondierung von Schallfeldern erweitertes laseroptisches Verfahren entwickelt, mit dem sich das dreidimensionale Schallfeld rekonstruieren lässt. Aus diesen Daten lassen sich Amplituden- und Phasenkarten in beliebig orientierten räumlichen Schnitten gewinnen, mit deren Hilfe die Abstimmung der einzelnen Wandler erfolgen kann.

Für den kontrollierten Abgleich der Phasen der Einzelwandler in dem Schallfeld vor dem Wandlerarray ist ein Konzept zur flexiblen Halterung und einfachen Justage der Longitudinalposition der Einzelwandler entwickelt worden. Die wandlerbedingten Phasenabweichungen im akustischen Feld werden dabei durch eine Veränderung der akustischen Laufstrecke kompensiert. Die einzelnen Wandler sind dafür jeweils in etwa 3,5 cm lange Alurohre mit Stellelement und Gegenfeder eingesetzt worden, die eine gezielte Verschiebung der Longitudinalposition der Wandler erlauben. Diese Bauteile mit einem Außendurchmesser von 20 mm können durch Verklebung, durch eine gespannte Umfassung oder durch Einbau in eine Trägerplatte zu einem Array mit beliebiger Anzahl und Anordnung zusammengesetzt werden.

Um mit dem tomographischen Messsystem noch sinnvolle Messungen als Grundlage für eine Phasenanpassung des akustischen Feldes durchführen zu können, darf der Durchmesser des zu untersuchenden Arrays nicht zu groß werden (siehe Abschnitt 4.5.6). Das Gesamtsystem wäre dafür viel zu groß, so dass es in kleinere Einheiten für die optischen Untersuchungen unterteilt werden muss. Vorexperimente zur Ermittlung der maximalen Größe der Arrays und eine Abwägung von benötigter Messgenauigkeit und zeitlichem Messaufwand führten zu einer maximalen Arraygröße mit einem Durchmesser von etwa 18 cm, was bei der dichtest möglichen Anordnung der einzelnen Wandler in den Alurohren zu einer hexagonalen Struktur

mit 61 einzelnen PZT-Wandlern führt (siehe auch Abb. 26). Diese Unterarrays lassen sich aufgrund ihrer Form einfach zu einem großen Gesamtarray kombinieren.

Die einzelnen PZT-Wandler wurden also in Alurohre mit longitudinaler Verstellmöglichkeit eingesetzt und daraus 30 Unterarrays mit je 61 Wandlerelementen aufgebaut, deren akustische Phasen dann jeweils separat mit Hilfe des tomographischen Messsystems abzustimmen sind. Durch Vorgabe eines festen Referenzphasenwertes, der für alle Unterarrays gleich ist, werden diese identisch abgestimmt. Das Gesamtarray mit 1830 Wandlern kann also erst nach erfolgter Abstimmung der akustischen Phasen aus den 31 Unterarrays zusammengesetzt werden.

3.4.3 Unterteilung des Wandlerarrays

Um eine gute Mischung der beiden Ultraschallfelder zu gewährleisten, die von zwei ineinander verschachtelten Anordnungen von Wandlern abgestrahlt werden, musste eine sinnvolle Aufteilung der Unterarrays mit den 61 Wandlerelementen gefunden werden. Es wurde dafür mit unterschiedlichen hälftigen Unterteilungen experimentiert (zeilenweise, ringförmig und zufällig). Anhand eines Arrays, dessen Phasenabstrahlung mit Hilfe der tomographischen Methode abgestimmt wurde, wurden die aus den verschiedenen Unterteilungen resultierenden Audioschall-Richtcharakteristiken unter Berücksichtung von Symmetrie-Achsen verglichen. Die in Abb. 26 dargestellte ringförmige Unterteilung wies dabei die beste Gesamtrichtungswirkung auf, so dass diese Unterteilung für alle Unterarrays ausgewählt wurde.

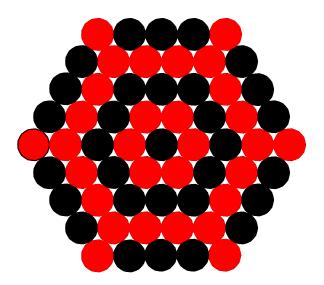


Abb. 26 Aufteilung des Unterarrays mit 61 PZT-Wandlern in zwei ineinander verwobene Anordnungen für die getrennte Abstrahlung zweier Ultraschallsignale; schwarz: Kanal 1 (31 Wandler), rot: Kanal 2 (30 Wandler), größter Außendurchmesser des Unterarrays: 18 cm.

3.4.4 Verwendete PZT-Wandler

Die Wahl der 1830 einzusetzenden Resonanzwandler fiel auf den Typ 400ST160 der taiwanesischen Firma Pro-Wave Electronic Corp. [45], da sie mit zu den leistungsfähigsten auf dem Markt gehören (Resonanzfrequenz 40.0 kHz ± 1.0 kHz, -6dB Bandbreite 2.0 kHz, Schalldruckpegel bei 40 kHz im Abstand von 30 cm bei 10 Vrms Signalamplitude: > 120dB, maximale Signalamplitude im Dauerbetrieb 20 Vrms). Die Wandler konnten in einem enger Resonanzfrequenzbereich bezogen spezifizierten werden, was das Problem Phasenstreuung der Wandler in dem Array etwas reduzieren sollte (vgl. Abschnitt 3.2.7). Die Wandler entsprachen in ihren Eigenschaften denen, die in dem vorher zu Testzwecken eingesetzten Prototypen verwendet waren (PZT, Durchmesser 16 mm; aktives Element über Konus mit ungefähr 7 mm Durchmesser angepasst, vgl. Abb. 23), waren jedoch zwischenzeitlich von dem Hersteller wegen Problemen mit unerwünschten Klirranteilen im hörbaren Bereich erheblich modifiziert worden.

Bei der Untersuchung der Charakteristiken einer ersten Testcharge der neuen Wandler zeigte sich jedoch, dass nahezu alle Wandler nunmehr bei hoher Dauerleistung - jedoch im Rahmen ihrer Spezifikation (der Effektivwert der Signalamplitude darf maximal 20 V betragen) - ihren auf die Piezoplatte geklebten Konus zur Impedanzanpassung an die Luft verloren, was zur Folge hatte, dass die Wandler kaum noch messbare Schalldrücke erzeugten. Nach Erörterung des Problems mit dem Hersteller nahm dieser weitere Modifikationen an den Wandlern vor. Die darauf folgende Testcharge, die mit einem anders verklebten Konus aus einem anderen Material versehen wurde, wies dieses Problem nicht mehr auf, nun brachen aber die Konen während der Testprozedur reproduzierbar ein oder gar durch. Weitere Modifikationen seitens des Herstellers folgten und eine der daraus resultierenden Testcharge wies derartige Probleme nicht mehr auf, so dass darauf die Produktion der restlichen Wandler erfolgen konnte.

3.4.5 Verstärker zum Betrieb des Wandlerarrays

Für den elektrischen Betrieb des Wandlersystems sind in enger Kooperation mit der elektronischen Werkstatt der Universität Oldenburg verschiedene Verstärkerkonzepte im Hinblick auf die Erfüllung der Forderung höchster Leistung bei einer hohen kapazitiven Last durch die PZT-Elemente entwickelt, gebaut und geprüft worden. Um die bei Analogverstärkern üblichen hohen Leistungsverluste zu vermeiden, wurden Konzepte mit geschalteten Verstärkerausgängen näher in Betracht gezogen.

Das zuerst verfolgte und zunächst sehr erfolgversprechende Konzept für den Betrieb der Wandler mit zwei geschalteten Verstärkern musste nach den Labortests wieder verworfen werden. Dieses Konzept sah vor, die Ausgänge zweier entsprechend leistungsfähigen

Verstärker mit jeweils einer der Trägerfrequenzen ein- und auszuschalten, wobei die Wandler zwar mit einem Rechtecksignal der Trägerfrequenz angesteuert werden, deren kapazitive Last aber eine Glättung des Signal bewirkt. Zwar konnte bei der Erprobung unterschiedlicher derartiger Testschaltungen unter realistischen Bedingungen mit PZT-Wandlern als Last die geforderte Leistungsfähigkeit nachgewiesen werden, bei optischen Untersuchungen des Schwingungsverhaltens der Konen der Wandler mit ESPI wurde jedoch festgestellt, dass diese durch das Rechtecksignal zu Partialschwingungen angeregt werden, die eine nicht mehr phasengleiche Abstrahlung des gesamten Konus zur Folge haben.

Eine deutlich modifizierte Version des zuvor vorgestellten Konzeptes stellt die Digitalverstärkertechnik mit Pulsweitenmodulation – präziser gesagt, der Class-D Verstärker dar. Bei dieser Technik wird das auszugebende Signal aus Rechteckpulsen gleicher Höhe aber unterschiedlicher Länge erzeugt und durch ein nachgeschaltetes Filter das eigentliche Signal herausgefiltert. Parallel zu eigenen Überlegungen zum Aufbau einer solchen Schaltung wurden auch kommerziell erhältliche Digitalverstärker auf eine mögliche Tauglichkeit für den vorgesehenen Einsatzzweck geprüft. Ein wesentliches Kriterium war natürlich die notwendige Arbeitsfrequenz im Bereich von 40 kHz. Ein solches vielversprechendes Verstärkermodul auf OEM-Basis (eine Platine mit der eigentlichen Schaltung, jedoch ohne Stromversorgung, Gehäuse etc.) wurde gefunden, beschafft und auf seine Einsetzbarkeit für das Vorhaben hin überprüft. Anfängliche Probleme mit der unerwartet übermäßigen Erhitzung einiger Bauteile konnten auf Blindströme im Modul aufgrund eines nicht optimal auf die kapazitive Last der Wandler angepassten Ausgangsfilters zurückgeführt werden. Mit Hilfestellung des Modulentwicklers ließen sich Bauteile des Ausgangsfilters so modifizieren, dass eine Anpassung an die Wandler durchgeführt werden konnte. Auf Basis mehrerer solcher OEM Verstärkermodule ist dann der eigentliche 2-Kanal-Verstärker von den elektronischen Werkstätten der Universität Oldenburg aufgebaut worden. Die frei laufenden Schaltfrequenzen der zusammengeschalteten Digitalverstärkermodule ließen sich über die Einspeisung eines externen Schaltfrequenzsignals synchronisieren, womit sich Artefakte des Schaltsignals im Ausgangssignal deutlich verringern ließen. Damit stand ein Digitalverstärker zum Betrieb des Arrays bestehend aus 1830 Wandlern zur Verfügung, wobei die endgültige Erprobung erst nach Anpassung des Ausgangsfilters an die kapazitive Last des fertig gestellten Gesamtarrays erfolgen konnte.

4 Vermessung und Rekonstruktion von Schallfeldern

Die unvermeidlichen Toleranzen in der Resonanzfrequenz der PZT-Wandlerelemente führen zu Unterschieden in der akustischen Phase des abgestrahlten Signals und damit zu einem inhomogenen Ultraschallfeld vor einem daraus aufgebauten Array. Da zwei dieser Primärschallfelder als Quellvolumen für das nichtlinear erzeugte Audioschallfeld dienen, hat dies unmittelbar Auswirkungen auf die so wichtige Richtcharakteristik des sekundären Schallfeldes. Für eine Verbesserung des primären Schallfeldes ist es daher unerlässlich, die räumlichen Strukturen von Amplitude und Phase im Schallfeld vor dem Wandler erfassen zu können, um die Phasenlage durch kontrollierte Justieroperationen an den Wandlern aufeinander abzugleichen. Es ist daher eine Methode gesucht, die die Vermessung der räumlichen Struktur des Ultraschallfeldes erlaubt. Deren Ergebnisdaten dienen dann als Kontrollparameter für die Optimierung des Schallwandlers (vgl. Abschnitt 3.4.2).

4.1 Methoden zur Untersuchung der räumlichen Struktur von Schallfeldern

Die klassische Methode zur Untersuchung von Schallfeldern ist die Untersuchung mit Mikrofonen. Dazu müssen ein oder mehrere Mikrofone in das Schallfeld gebracht werden, was immer, egal wie klein sie auch sind, Rückwirkungen auf das Schallfeld nach sich zieht. Da zudem eine Messung mit einem Mikrofon immer nur punktweise erfolgen kann, muss das interessierende Volumen des Schallfeldes entweder mit einem Mikrofon abgerastert oder mit einem Mikrofonarray untersucht werden. Es ergeben sich jedoch in beiden Fällen nur punktweise aufgenommene Datensätze, aus denen bei genügend hoher Dichte ein 3D-Datensatz interpoliert werden könnte.

Moderne Entwicklungen wie die akustische Kamera ermöglichen über das Messen von Laufzeitunterschieden über ein geeignet gestaltetes Array aus Mikrofonen die Lokalisierung von Schallquellen und deren Stärke, ermöglicht jedoch keinerlei Rückschlüsse auf die räumliche Struktur des Schallfeldes vor der Schallquelle. Dafür käme die Akustische Nahfeldholografie als holografisches Verfahren in Betracht, jedoch müssen hierbei die Messungen im akustischen Nahfeld durchgeführt werden und der Mikrofonabstand muss kleiner als die halbe Wellenlänge sein. Bei den von uns zu untersuchenden PZT-Arrays mit Abstrahlfrequenzen im Bereich von 40 kHz beträgt die Wellenlänge in Luft etwa 9 mm, die Mikrofonabstände müssten damit kleiner als 4,5 mm sein, was sehr kleine Mikrofone und ein sehr aufwändiges Mikrofonarray bedeuten würde.

Da der Brechungsindex n der Luft direkt proportional zum Druck ist, bieten sich optische Methoden zur Vermessung von Schallfeldern geradezu an. Licht, das durch ein Schallfeld

propagiert, erfährt eine Phasenänderung und/oder Ablenkung durch die Brechungsindexänderungen. Somit kommen optische Methoden wie die Schlierenphotografie, die klassische und auch die holografische Interferometrie zur Beobachtung und Messung von Änderungen des Brechungsindexes und damit auch des Drucks in Betracht. Diese Methoden haben allesamt den Vorteil, dass das zu untersuchende Volumen lediglich vom Licht durchstrahlt wird, was im Gegensatz zum Einbringen von Mikrofonen keine physikalische Rückwirkung auf das zu untersuchende Schallfeld hat.

Diese Methoden sind äußerst erfolgreich für die Aufnahme von sehr starken räumlichen Druckänderungen wie z.B. Schockwellen bei Knallexperimenten eingesetzt worden [46]. Problematisch ist jedoch, dass die druckinduzierten Brechungsindexänderungen in Luft bei üblichen Schallpegeln so klein sind, dass sie damit nicht detektiert werden können. Ist auch noch die Richtung des Energieflusses oder die Phasenverteilung in dem Schallfeldvolumen von Interesse, so können die vorgenannten Methoden hierzu sowieso keine oder nur mit sehr großem Aufwand Informationen liefern.

Mit phasensensitiven Techniken können die aus den druckinduzierten Änderungen des Brechungsindexes resultierenden Änderungen des optischen Weges bei der Schallfrequenz gemessen werden. Damit kann prinzipiell jede Methode, die auf eine Phasenmodulation von Licht durch Rückstreuung von einer vibrierenden Oberfläche anspricht, auch für die Untersuchung von Schallfeldern genutzt werden, wenn die Empfindlichkeit für die sehr kleinen druckinduzierten Brechungsindexänderungen in Luft bei üblichen Schallpegeln ausreicht. So wird z.B. die Phase von Licht beim Durchqueren eines 5 cm breiten Ultraschallfelds mit einem Schalldruckpegel von 110 dB äquivalent zu einer Schwingungsamplitude von nur 1 nm moduliert (siehe Abschnitt 4.2).

Das in der Arbeitsgruppe ursprünglich für die Detektion von Putz- und Malschichtablösungen entwickelte Zeitmittlungs-ESPI Messsystem (siehe Kapitel 2) ist gerade für solch kleine Schwingungsamplituden in der Größenordnung von nur einigen wenigen nm empfindlich gemacht worden und bietet sich daher als geeignetes Messverfahren für die Vermessung von Schallfeldern förmlich an. Die Eignung dieser Technik für die optische Detektion von harmonischen Schallwellen bei normalen Schalldrücken wurde bereits 1994 erfolgreich von der Gruppe um Ole J. Løkberg [47] vom Norwegischen Technologie-Institut in Trondheim gezeigt, zwischenzeitlich jedoch von anderen Gruppen für Schallfelduntersuchungen in Luft erstaunlich wenig eingesetzt. Die folgenden Ausführungen zu Schallfeldmessungen mit Videoholografie und deren Grundlagen stützen sich daher im Wesentlichen auf Publikationen der Gruppe um Løkberg zu diesem Thema [47] - [52].

In den letzten Jahren wurde auch eine zu diesem Verfahren konkurrierende nicht-abbildende Technik für die Schwingungskartierung, die scannende Laser Doppler Vibrometrie, für Schallfeld-Untersuchungen eingesetzt [53] - [55]. Die sich mit diesem Verfahren ergebenen Phasen- und Amplitudenverteilungen sind vergleichbar zu denen mit ESPI beobachteten.

4.2 Beziehung zwischen schallinduzierter Brechungsindexänderung und optischer Weglänge

Der die Lichtphase bestimmende optische Weg d ist gegeben durch das Produkt aus dem vom Licht zurückgelegten geometrischen Weg S und dem Brechungsindex n. Da bei Schallfelduntersuchungen der geometrische Weg nicht verändert wird, wird er für die weiteren Überlegungen als konstant angenommen. Demgegenüber ist der Brechungsindex n(x,y,z) eine Funktion des Schallfeldes. Die optische Weglängenänderung mit und ohne Schall kann formal geschrieben werden als

$$\Delta d = \int [n(x, y, z) - n_0] dz, \qquad (4.1)$$

wobei n_0 der Brechungsindex bei ungestörtem atmosphärischem Druck ist.

Die Beziehung zwischen dem Brechungsindex n und dem Schallintensitätspegel M wird beschrieben durch [50]

$$n = 1 + \rho_0 \cdot \Upsilon \cdot \left[1 + \frac{\sqrt{2\rho_0 I_{S0} c_0}}{p_0} \cdot 10^{\frac{M}{20}} \right]^{\frac{1}{\gamma}}, \tag{4.2}$$

wobei p_0 der Druck und ρ_0 die Dichte der ungestörten Luft sind, Υ die Gladstone-Dale Proportionalitätskonstante, I_{S0} die Referenz-Intensität des Schalls mit $I_{S0} = 10^{-12} \,\mathrm{W/m^2}$ als Schwellwert für das menschliche Hören, γ die adiabatische Konstante, c_0 die Schallgeschwindigkeit und M der Intensitätspegel des Schallfeldes in dB, definiert durch

$$M = 10\log\left(\frac{I_S}{I_{S0}}\right) \tag{4.3}$$

ist. Werden in Gleichung (4.2) analog zu [50] die für die hier gültigen Messbedingungen (Laserwellenlänge $\lambda_L = 532$ nm, Temperatur = 20° C) zutreffenden Parameterwerte eingesetzt, so ergibt sich:

$$n = 1 + 2,874 \cdot 10^{-4} \left[1 + 2,838 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{M/20} \right]^{0,713}, \tag{4.4}$$

mit $p_0 = 101325 \text{ N/m}^2$, $\rho_0 = 1,204 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 1,403$, $\Upsilon(\lambda_L = 532nm) = 0,2387 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, und $c_0 = 343,46 \text{ m/s}$ aus den Tabellenwerken.

Abb. 27 zeigt die grafische Darstellung der Brechungsindexänderung in Abhängigkeit vom Schallpegel. Die Änderungen sind selbst bei sehr hohen Pegeln äußerst klein, selbst bei einem Pegel von 125 dB ergibt sich nur eine Brechungsindexänderung in der Größenordnung von etwa 10⁻⁷. Auch kann aus der Grafik ersehen werden, dass eine Änderung des Schalldruckpegels um 20 dB, eine Änderung des Brechungsindexes um den Faktor 10 bewirkt.

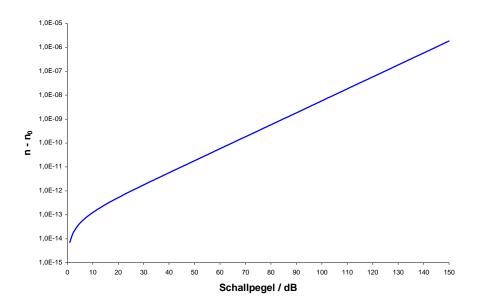


Abb. 27 Änderung des Brechungsindexes in Abhängigkeit vom Schallpegel.

Für eine ebene Schallwelle, die senkrecht zur Beobachtungsrichtung fortschreitet, korrespondiert diese Brechungsindexänderung mit einer Oberflächenschwingung eines Objekts mit der Amplitude

$$a_O = (n - n_0) \cdot S \,, \tag{4.5}$$

wobei *S* die Wegstrecke ist, die das Licht durch das Schallfeld zurück gelegt hat. Durch Einsetzen einiger Zahlenwerte kann leicht verdeutlicht werden, in welcher Größenordnung die korrespondierenden Schwingungsamplituden bei bestimmten Konfigurationen liegen, wie in der nachfolgenden Tabelle geschehen:

Schallpegel	Wegstrecke durch	Korrespondierende
	das Schallfeld	Schwingungsamplitude
I = 90 dB	S = 20 cm	$a_O = 3,68*10^{-10} \mathrm{m}$
<i>I</i> = 110 dB	S = 20 cm	$a_O = 3,68*10^{-9} \mathrm{m}$
<i>I</i> = 130dB	S = 2 cm	$a_O = 3,68*10^{-9} \mathrm{m}$

Zumindest die untersten beiden Zeilen der Tabelle enthalten Konfigurationen, bei denen die korrespondierende Schwingungsamplitude in dem Bereich liegt, der mit dem in der Arbeitsgruppe für die Detektion von losen Putzbereichen entwickelten ESPI-Schwingungsmessverfahren gemessen werden kann. Gleichzeitig verdeutlichen diese Beispiele noch einmal, wie schwierig es bei normalen Schallpegeln ist, die dadurch induzierten äußerst kleinen Änderungen des optischen Weges zu messen.

4.3 Phasenmodulation von Laserlicht beim Durchqueren akustischer Felder

Beim Durchgang von Laserlicht mit der Wellenlänge λ_L durch ein Schallfeld, senkrecht zu dessen Ausbreitungsrichtung, erfährt dieses entlang seines Weges S durch die druckbedingte Variation des Brechungsindexes eine Phasenänderung ψ , die mit der verwendeten akustischen Frequenz Ω moduliert ist. Für einen Lichtstrahl gilt nach [48]:

$$\psi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \int_{S} \eta(\vec{r}) \cos(\Omega t + \Phi(\vec{r})) ds$$
 (4.6)

wobei $\Phi(\vec{r})$ die Phase des akustischen Feldes und $\eta(\vec{r})$ die ortsbezogene maximale Änderung des Brechungsindexes sind. Über die Beziehung $\eta(\vec{r}) = \mu_{op} P(\vec{r})$ ist der Brechungsindex mit dem Druckamplitude $P(\vec{r})$ durch die piezo-optische Konstante $\mu_{op} = \partial n/\partial p$ verbunden, so dass Gleichung (4.6) damit umgeschrieben werden kann als:

$$\psi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \mu_{op} \int_{S} P(\vec{r}) \cos(\Omega t + \Phi(\vec{r})) ds$$
 (4.7)

Dieser Ausdruck kann nach [48] auch geschrieben werden als:

$$\psi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \mu_{op} \left[\cos(\Omega t) \int_{S} P(\vec{r}) \cos(\Phi(\vec{r})) ds - \sin(\Omega t) \int_{S} P(\vec{r}) \sin(\Phi(\vec{r})) ds \right]$$

$$\psi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \mu_{op} \left[\cos(\Omega t) \int_{S} P_{Re}(\vec{r}) ds - \sin(\Omega t) \int_{S} P_{Im}(\vec{r}) ds \right]$$
(4.8)

Die beiden Integrale in der Gleichung sind die Integrale des Real- und Imaginärteils der komplexen Druckamplitude des Schalldrucks entlang des Weges S. Mit den Definitionen

$$\Pi_{\text{Re}} = \int_{S} P_{\text{Re}}(\vec{r}) ds$$

$$\Pi_{\text{Im}} = \int_{S} P_{\text{Im}}(\vec{r}) ds$$
(4.9)

kann die Modulation $\psi(t)$ nach [48] beschrieben werden durch einen Amplitudenvektor \vec{a}_{ψ} mit der Amplitude a_{ψ} und der Phase ϕ_{ψ} gegeben durch:

$$a_{\psi} = \mu_{op} \sqrt{\Pi_{Re}^2 + \Pi_{Im}^2}$$

$$\varphi_{\psi} = \arctan\left(\frac{\Pi_{Im}}{\Pi_{Re}}\right) \mod 2\pi$$
(4.10)

Die Phasenmodulation $\psi(t)$ des Laserlichts beim Durchgang durch ein Schallfeld kann damit ausgedrückt werden durch:

$$\psi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} a_{\psi} \cos(\Omega t + \varphi_{\psi}) \tag{4.11}$$

4.4 Vermessung und Rekonstruktion von Schallfeldern mit der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI)

Für die Vermessung von Schallfeldern wird ein Zeitmittlungs-ESPI eingesetzt, dessen ursprünglicher Einsatzzweck die Messung von Schwingungsamplituden im nm-Bereich ist. Die für die Detektion solch kleiner Schwingungsamplituden erforderliche Empfindlichkeit wird bei diesem Verfahren über eine sinusförmige Phasenmodulation des Referenzstrahls mit passender Frequenz und Amplitude erreicht (vgl. Kap. 2.1.1). Auf diese Weise wird der Arbeitspunkt in der Streifenfunktion in den Bereich der maximalen Empfindlichkeit verschoben (vgl. Abb. 5). Durch die Referenzstrahlmodulation wird das Verfahren phasensensitiv und mit einer Linearisierung um den Arbeitspunkt herum lassen sich dann mit dem Phasenshiftverfahren (vgl. Kap. 2.1.3) Amplituden- und Phasenkarten berechnen.

Um mit diesem Messsystem das akustische Nahfeld von Schallwandlern zu messen, wird der Schallsender vor einer massiven nicht schwingenden Wand mit (optisch) rauer Oberfläche so aufgestellt, dass sich das Schallfeld parallel zur Wand ausbreitet. Abb. 28 zeigt den prinzipiellen Aufbau zur Schallfeldmessung. Das Schallfeld wird mit dem senkrecht dazu stehenden Interferometer untersucht, wobei das Schallfeld von dem aufgeweiteten Licht des Lasers durchleuchtet wird. Das an der Oberfläche gestreute Licht wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen, so dass das Laserlicht das Schallfeld bis zur Messung zweimal durchläuft. Die Größe der Apertur des Abbildungssystems wird so begrenzt, dass die Speckles aufgelöst werden. Um interferometrische Empfindlichkeit zu erreichen, wird diesem Streulicht eine Referenzwelle überlagert, die aus dem beleuchtenden Laserstrahl ausgekoppelt und über eine optische Faser geführt wird. Die Referenzstrahlmodulation geschieht durch ein Dehnen der optischen Faser, die zu diesem Zweck auf einen Zylinder aus piezoelektrischem Material gewickelt ist, dessen Durchmesser durch Anlegen einer elektrischen Spannung verändert wird. Um zu verhindern, dass sich die Phase des Referenzstrahls innerhalb eines Speckles ändert, muss das Faserende, aus dem das Laserlicht austritt, scheinbar im Zentrum der abbildenden Apertur positioniert sein.

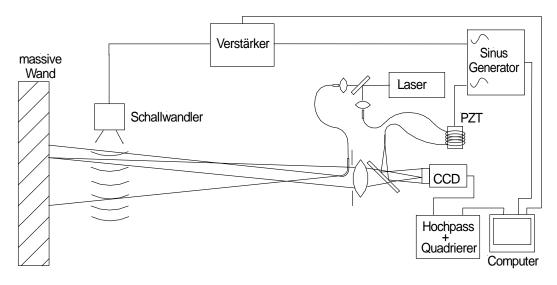


Abb. 28 Prinzipieller Messaufbau zur Schallfeldmessung

An dem optischen Messkopf des videoholografischen Messsystems musste für den Einsatz für Schallfeldmessungen die Beleuchtungsachse auf die Beobachtungsachse gebracht werden. Für eine eindeutige Interpretation der Amplituden- und Phasenkarten müssen Beleuchtungs- und Beobachtungslicht das Schallfeld jeweils auf dem gleichen Weg durchqueren. Bei dem bisherigen Messkopf lagen aus Effizienzgründen Beleuchtungsquellpunkt und Beobachtungsobjektiv nebeneinander, was für Untersuchungen an schwingenden Oberflächen nicht nachteilig ist. Um die Achsen von Beleuchtungs- und Beobachtungssystem übereinander zu bringen, sind verschiedene Möglichkeiten im Hinblick auf ihre Tauglichkeit

das Beleuchtungslicht des Lasers über erprobt worden. Das Konzept, einen polarisationsabhängigen Strahlteilerwürfel zwischen Kamera und Objektiv auf die Beobachtungsachse einzukoppeln mit der damit verbundenen Notwendigkeit, Lichtführung zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungslicht im optischen Messkopf über die Polarisationseigenschaft des Laserlichts zu trennen, ist trotz hochwertig entspiegelter Oberflächen der optischen Komponenten aufgrund zu stark störender Restreflexionen verworfen worden. Eine weitere mögliche Lösung der Einkopplung des Beleuchtungslichtes auf die Beobachtungsachse über eine Strahlteilplatte vor dem Objektiv hätte einen 50%igen Verlust der Beleuchtungsintensität und, da das von der festen Wand reflektierte Licht ebenfalls durch diese Strahlteilerplatte muss, einen weiteren Verlust von 50% des Beobachtungslichtes zur Folge gehabt. Diese Verluste hätten nur durch einen leistungsstärkeren Laser kompensiert werden können, der nicht zur Verfügung stand. Bei der nunmehr verwendeten Lösung wird das Beleuchtungslicht über eine Faser, deren Ende in einer passend gebogenen Führung steckt, direkt vor dem Objektiv auf die Beobachtungsachse gebracht. Auch hier entstehen durch die zunächst notwendige Einkopplung des Beleuchtungslichtes in die Faser Verluste, die jedoch mit etwa 25% deutlich geringer ausfallen, als bei der vorher genannten Version und in Kauf genommen werden können. Es entsteht dadurch jedoch ein geringer Versatz auf der optischen Achse zwischen dem tatsächlichen und dem virtuellem Quellpunkt des Beleuchtungslichts. Der Quellpunkt sollte in der Blendenebene des Objektivs liegen, um sicher zu stellen, dass Beleuchtungs- und Beobachtungslicht exakt die gleichen Wege durch das Schallfeld nehmen. Da der Versatz auf der optischen Achse jedoch klein ist und die Öffnungswinkel von Beleuchtungs- und Beobachtungslicht durch das Verhältnis des großen Abstands von etwa 210 cm zum Messobjekt zur Messfeldgröße von bis zu etwa 18 cm recht klein sind, wurde dieser Fehler vernachlässigt. Als Abbildungssystem wird ein Zoomobjektiv eingesetzt, das eine optimale Anpassung der Bildfeldgröße an das zu untersuchende Schallfeld erlaubt.

Beim Durchgang des Laserlichts durch das Schallfeld erfährt dieses nun durch die druckbedingte Variation des Brechungsindexes eine Phasenänderung $\psi(t)$, die nach Gleichung (4.11) mit der verwendeten akustischen Frequenz Ω moduliert ist:

$$\psi(t) = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_L} a_{\psi} \cos(\Omega t + \varphi_{\psi})$$
(4.12)

Der zusätzliche Faktor 2 resultiert hier daraus, dass bei der gewählten Messgeometrie das Schallfeld zweimal durchlaufen wird. Für die Erfassung dieser Phasenmodulation mit dem Zeitmittlungs-ESPI folgt daraus, dass das Argument der Besselfunktion aus Gleichung (2.10) dahingehend modifiziert wird, dass es nun aus der Vektordifferenz zwischen der komplexen

Amplitude der Modulation \vec{a}_{ψ} des Schallfeldes und dem Amplitudenvektor \vec{a}_{R} des Referenzstrahls besteht [56]. Nach der analogen Signalverarbeitung ergibt sich die gleiche Streifenfunktion wie in Gleichung (2.7), jedoch mit dem entsprechend geänderten Argument der Besselfunktion:

$$I(x,y) \propto J_0^2 \left(\frac{4\pi}{\lambda_L} \left| \vec{a}_R - \vec{a}_{\psi}(x,y) \right| \right)$$

$$= J_0^2 \left(\frac{4\pi}{\lambda_L} \sqrt{a_{\psi}^2(x,y) + a_R^2 - 2a_{\psi}(x,y) a_R \cos(\varphi_{\psi}(x,y) - \varphi_R)} \right)$$

$$(4.13)$$

 φ_R beschreibt die Phase und a_R die Amplitude der Referenzstrahlmodulation. Damit ergibt sich entsprechend Gleichung (2.12) für die ortsabhängige Intensität I(x, y) einer videoholografischen Aufnahme durch ein Schallfeld hindurch:

$$I(x,y) = I_b(x,y) - k(x,y)a_{\psi}(x,y)\cos(\phi_{\psi}(x,y) - \varphi_R), \qquad (4.14)$$

wobei I_b für die ortsabhängige Hintergrundintensität, k für die ortsabhängige Steigung der Geraden im linearen Bereich, a_{ψ} für die Amplitude der Phasenmodulation des Laserlichts durch das Schallfeld, φ_{ψ} für die Phase der akustischen Modulation und φ_R für die Phase der Referenzstrahlmodulation steht.

Wenn es sich bei der akustischen Welle um eine ebene harmonische Welle handelt die in x-Richtung voranschreitet, der Integrationsweg senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der akustischen Welle verläuft, z die Ausbreitungsrichtung der optischen Welle ist und die akustische Welle die begrenzte Breite L_B , zentriert bei z=0 aufweist, dann kann Gleichung (4.8) nach [49] geschrieben werden als:

$$\psi(t) = \frac{4\pi}{\lambda_L} \mu_{op} \int_{-L_R/2}^{L_B/2} P(\vec{r}) dz \Big[\cos(\Omega t) \cos(\Phi(x)) - \sin(\Omega t) \sin(\Phi(x)) \Big]. \tag{4.15}$$

In diesem Fall ergeben sich für die Amplitude und die Phase des Schallfeldes:

$$a_{\psi} = 2\mu_{op} \int_{-L_{B}/2}^{L_{B}/2} P(\vec{r}) dz = 2\mu_{op} \overline{P}(z) L_{B},$$

$$\varphi_{\psi} = \Phi(z)$$
(4.16)

wobei

$$\bar{P}(z) = \frac{1}{L_B} \int_{-L_B/2}^{L_B/2} P(\vec{r}) dz$$
 (4.17)

der gemittelte Schalldruck ist. Im diesem Fall können die Phase φ_{ψ} und somit auch Φ direkt gemessen werden.

So wie sich bei der ursprünglichen Nutzung des Verfahrens die Lichtphase durch die Änderung des Laufweges zum schwingenden Objekt verändert, wird die Lichtphase jetzt durch die druckbedingte Änderung des Brechungsindex längs seines Weges moduliert. Damit ist die Variation des Brechungsindexes äquivalent zu einer Oberflächenschwingung. Unter der Voraussetzung, dass $a_{\psi} \ll a_R$, können damit, wie bei den Schwingungsmessungen, mit einer Linearisierung um den Arbeitspunkt herum unter Einsatz des Phasenschiebeverfahrens (vgl. 2.1.3), bei dem die Referenzphase φ_R in 90° Schritten verändert wird, Amplituden- und Phasenkarten berechnet werden. Damit ergeben sich analog zu Gleichung (2.13) die vier Intensitätsverteilungen

$$I_{000^{\circ}}(x,y) = I_{b}(x,y) - k(x,y)a_{\psi}(x,y)\cos\varphi_{\psi}(x,y)$$

$$I_{090^{\circ}}(x,y) = I_{b}(x,y) + k(x,y)a_{\psi}(x,y)\sin\varphi_{\psi}(x,y)$$

$$I_{180^{\circ}}(x,y) = I_{b}(x,y) + k(x,y)a_{\psi}(x,y)\cos\varphi_{\psi}(x,y)$$

$$I_{270^{\circ}}(x,y) = I_{b}(x,y) - k(x,y)a_{\psi}(x,y)\sin\varphi_{\psi}(x,y)$$
(4.18)

Die Bestimmung der Steigung k(x,y) erfolgt auch hier analog zu Abschnitt 2.1.3 mittels weiterer Aufnahmen über den Sechs-Einzelbild-Ansatz [12] mit statischen Kalibrierbildern, wofür das Schallfeld ausgeschaltet und nur der Referenzstrahl mit einer zusätzlichen Amplitude $a_R \pm \delta_R$ moduliert wird. Dies führt zu den zwei weiteren Intensitätsaufnahmen

$$I_{+\delta R} = I_b - k\delta_R$$

$$I_{-\delta R} = I_b + k\delta_R$$
(4.19)

mit denen sich analog zu Gl. (2.16) ergibt:

$$2ka_{\psi}\cos\varphi_{\psi} = I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}$$

$$2ka_{\psi}\sin\varphi_{\psi} = I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}$$

$$2k\delta_{R} = I_{-\delta R} - I_{+\delta R}$$
(4.20)

Die Gleichungen (2.14) und (2.17), mit denen die Amplituden- und Phasenverteilungen in einer Objektfläche mit schwingenden Bereichen ermittelt worden sind, können im Falle einer ebenen harmonischen Schallwelle entsprechend verwendet werden und es ergibt sich:

$$a_{\psi} = \delta_{R} \frac{\sqrt{\left(I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}\right)^{2} + \left(I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}\right)^{2}}}{I_{-\delta R} - I_{+\delta R}}$$

$$\varphi_{\psi} = \arctan \frac{I_{090^{\circ}} - I_{270^{\circ}}}{I_{180^{\circ}} - I_{000^{\circ}}}$$
(4.21)

Unter Verwendung von (4.16) ergeben sich damit für die (gemittelte) Druck- und die Phasenverteilung des Schallfelds:

$$\overline{P}(z) = \frac{a_{\psi}}{\mu_{op} \cdot 2L}$$

$$\Phi(z) = \varphi_{\psi}$$
(4.22)

Da in dem Schallfeld sowohl periodische Druckerniedrigungen wie -erhöhungen auftreten, finden sich Bereiche, deren Brechungsindex in Phase und andere Bereiche, deren Brechungsindex gegenphasig zur Referenzstrahlmodulation variiert. Auf dem Monitor, ergibt sich daher ein stehendes Streifenbild, wenn die Referenzstrahlfrequenz gleich der akustisch abgestrahlten Frequenz ist. Durch eine leicht abweichende Wahl der Frequenz der Referenzstrahlmodulation von der Schallfrequenz um z.B. 2 Hz entsteht eine Schwebung, die - je nachdem welche der beiden Frequenzen kleiner ist - auf dem Monitor in Form eines vorwärts oder rückwärts laufenden Streifenbildes zu beobachten ist.

Nachfolgend werden einige Beispielergebnisse gezeigt, bei denen in erster Näherung angenommen wird, dass das Laserlicht das Schallfeld auf parallelen Strahlen durchläuft, und dass das Schallfeld aus ebenen harmonischen Schallwellen mit begrenzter lateraler Ausdehnung besteht. Tatsächlich handelt es sich jedoch um ungefähr sphärische Wellen ohne laterale Begrenzung, so dass hier entlang des Weges des Laserlichts durch das Schallfeld über unterschiedliche Phasenbeiträge aufintegriert wird. Besonders problematisch wird dies, wenn mehrere Schallwandler mit gegenphasiger Abstrahlung in Richtung des Beleuchtungslichtes so hintereinander montiert sind, dass das Laserlicht beim Durchgang durch deren Schallfelder über die gegenphasigen Beiträge der Brechungsindexänderung aufintegriert. Als Ergebnis kann dies bei gleicher Druckamplitude bedeuten, dass sich die beiden gegenphasigen Beiträge gerade aufheben und damit keine Brechungsindexänderung gemessen wird. Es darf daher bei den gezeigten Ergebnissen nie vergessen werden, dass es sich um zweidimensionale Projektionen handelt. Die Brechungsindexänderung wird entlang des Lichtweges durch das Schallfeld integriert.

4.4.1 Beispiel 1: Schallfeld eines Hochtonlautsprechers

In Abb. 29 werden die so gewonnenen zweidimensionalen Projektionen der Amplituden- und Phasenverteilungen des akustischen Nahfeldes eines Hochtonlautsprechers bei einer Schallfrequenz von 6 kHz gezeigt. Die Position des Lautsprechers ist durch einen ockerfarbigen Balken am rechten Bildrand gekennzeichnet; der Schall breitet sich nach links aus.

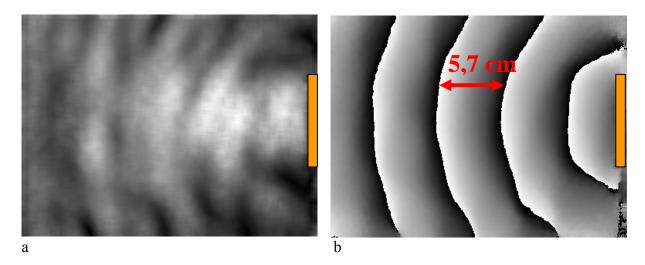


Abb. 29 Amplituden- (a) und Phasenkarte (b) eines Hochtonlautsprechers bei 6 kHz.

Die Phasenkarte in Abb. 29b ist modulo 2π graustufencodiert. Sie zeigt die relative Verteilung der (entlang des Lichtweges durch das Schallfeld integrierten) akustischen Phase im Schallfeld, woraus sich der Verlauf der Wellenfronten des Schallfeldes und damit auch die Richtung des Energieflusses ergeben, die senkrecht zur Wellenfront erfolgt. Die dazu gehörende graustufencodierte Amplitudenkarte in Abb. 29a gibt Aufschluss über die (ebenfalls entlang des Lichtweges durch das Schallfeld integrierte) Schalldruckverteilung, wobei der Schalldruck mit zunehmendem Grauwert ansteigt. Die dunklen Streifen resultieren aus der Integration entlang des Weges durch ein ungefähr sphärisches Schallfeld mit positiven wie negativen Brechungsindexänderungen, die hier ein Ergebnis von Null oder nahe Null hat.

4.4.2 Beispiel 2: Ausschnitt eines Schallfeldes eines PZT-Arrays

In dem nun folgenden Beispiel werden Ergebnisdaten gezeigt, die an dem Prototyp des runden PZT-Arrays, bestehend aus etwa 350 piezoelektrischen Luftultraschallwandlern (PZT, Durchmesser jeweils 16 mm) bei einer Schallfrequenz von etwa 40 kHz aufgenommen wurden. Bei diesem Array wurde bei Mikrofonmessungen festgestellt, dass das Schallfeld vor dem Array stark inhomogen ist, deren Ursache in der nicht phasengleichen Abstrahlung der einzelnen Wandler angenommen wurde (vgl. Abschnitt 3.3.3).

In Abb. 30 werden die ermittelten (integrierten) Amplituden- und Phasenkarten eines etwa 17 cm hohen Ausschnitts des Schallfeldes gezeigt. Im Gegensatz zu dem zuvor gezeigten Beispiel wird hier nun in der Tiefe über die Schallfeldbeiträge einer Vielzahl von Wandlern integriert. Auch hier ist die Position des Arrays am rechten Bildrand durch einen ockerfarbigen Balken markiert und der Schall wird nach links abgestrahlt.

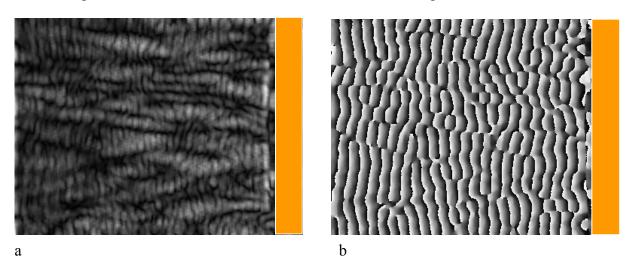


Abb. 30 Ausschnitte aus der Amplituden- (a) und Phasenkarte (b) eines PZT-Arrays mit etwa 350 Wandlern bei einer Frequenz von 40 kHz (Wellenlänge etwa 8,6 mm).

Die Phasenkarte der Abb. 30b zeigt sehr unstetig verlaufende Phasenfronten und eine Vielzahl von Phasensprüngen, die Amplitudenkarte der Abb. 30a zeigt entsprechend sehr ungleichmäßig verteilte Bereiche mit hohen und niedrigen Schalldrücken. Auch wenn hier zu berücksichtigen ist, dass über den gesamten Lichtweg integriert wird, so wären selbst bei dieser (integrierenden) Messung annähernd parallele Phasenfronten zu erwarten, wenn die akustischen Phasen jeweils in Ebenen parallel zur Arrayoberfläche gleich wären, was sich bei phasengleicher Abstrahlung der Wandler einstellen würde. Da dem hier offensichtlich nicht so ist, kann dieses Ergebnis - auch bei der gebotenen Vorsicht bei der Interpretation - als Bestätigung für die Annahme angesehen werden, dass die einzelnen Wandler mit unterschiedlicher Phase abstrahlen.

4.4.3 Beispiel 3: Schallfeld einer Spalte eines PZT-Arrays

In Abb. 32 sind die Amplituden- (a) und Phasenkarte (b) des in Abb. 31 markierten Spaltenarrays aus 7 piezoelektrischen Luftultraschallwandlern (PZT, Durchmesser jeweils 16 mm, in Aluminium-Hülsen mit einem Durchmesser von jeweils 20 mm eingesetzt), bei einer Schallfrequenz von 38,5 kHz zu sehen. Die Spalte des Arrays ist für die Messung so ausgerichtet worden, dass die Wandler senkrecht übereinander stehen. Im Gegensatz zum vorhergehenden Beispiel wird hier also nur über die Schallfeldbeiträge entlang der Tiefe

jeweils eines Wandlers integriert. Die Position des Spalten-Arrays ist in den Bildern durch einen ockerfarbenen Balken markiert, die Position der einzelnen Wandler durch jeweils ein blaues Feld. Das Spaltenarray ist dabei im dem Zustand benutzt worden, in dem es nach dem Zusammenbau des Arrays war, also ohne irgendwelche Eingriffe zur Manipulation des Schallfeldes.

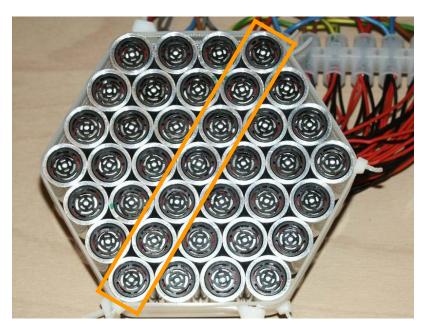


Abb. 31 Frontansicht des PZT-Arrays aus 37 Wandlern (eingesetzt in Aluminium-Hülsen mit einem Ø von jeweils 20 mm); nur die ocker markierte Spalte ist für die folgenden Ergebnisbilder betrieben worden.

In den Abb. 32a und b ließe sich die Position der 7 einzelnen Wandler auch ohne die vorgenommenen Markierungen anhand der Strukturen im Bild direkt vor dem Array leicht bestimmen. Aus der Phasenkarte ergibt sich aus dem unmittelbaren Bereich vor dem Spaltenarray, dass die akustischen Phasen im Schallfeld vor den oberen drei Wandlern annähernd gleich sind, während es deutliche Phasenunterschiede mit Phasenspüngen in dem akustischen Feld vor den unteren vier Wandlern gibt. In einiger Entfernung von dem Array macht sich dies dadurch bemerkbar, dass sich keine ebenen Wellenfronten einstellen, vielmehr verlaufen die Phasenfronten geschlängelt oder bogenförmig und weisen Phasensprünge auf. Da die Richtung des Energieflusses senkrecht zur Wellenfront verläuft, wird hier ein Teil der Energie nicht in Abstrahlungsrichtung weiter transportiert, wie es für einen Schallstrahl eines parametrischen Systems ideal wäre, sondern die Energie wird aus diesen Strahl hinaus transportiert. In der dazu gehörenden Amplitudenkarte der Abb. 32a machen sich die beschriebenen Phänomene durch eine unstrukturierte Amplitudenverteilung mit breiten Zonen relativ hohen Schalldrucks im oberen und unteren Bildbereich bemerkbar.

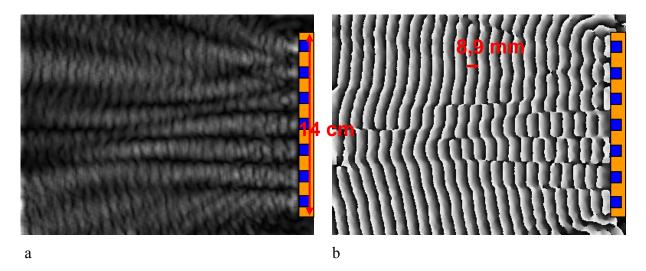


Abb. 32 Amplituden- (a) und Phasenkarte (b) eines Spaltenarrays aus 7 PZT-Wandlern bei einer Frequenz von 38,5 kHz (Wellenlänge etwa 8,9 mm).

Mit Hilfe der Phasenkarte der Abb. 32b wurden die akustischen Phasen der Wandler im Schallfeld auf einen für alle Wandler nahezu gleichen Wert eingestellt, indem nach dem vorgesehenen Konzept zur Phasenanpassung (vgl. Abschnitt 3.4.2) die Tiefenpositionen der Wandler in dem Array verschoben worden sind. Die Änderung die Tiefenposition eines Wandlers bewirkt durch die Verlängerung oder Verkürzung der Wegstecke eine entsprechende Phasenänderung in dem akustischen Feld vor dem Array. Dies ist in einem insgesamt 3-stufigen Prozess, jeweils bestehend aus Bestimmung der akustischen Phasenlage mit nachfolgender Justierung der Wandlerposition, durchgeführt worden.

Die Amplituden- und Phasenkarten des auf diese Art und Weise modifizierten Schallfelds sind in Abb. 33 zu sehen. Die Phasenkarte zeigt nun in dem Schallfeld unmittelbar vor den einzelnen Wandlern auf Linien parallel zum Array nahezu identische Phasenwerte. Es sind keine Sprünge in der akustischen Phase vorhanden und in einiger Entfernung vom Array bildet sich eine nahezu ebene Wellenfront aus. Hier erfolgt somit der Energiefluss in Richtung der Abstrahlung, so wie es für ein parametrisches System ideal ist. In der Amplitudenkarte der Abb. 33a ist die dazu gehörende Schalldruckverteilung dargestellt. Es findet sich eine zur Mittenachse des Arrays symmetrische Interferenz-Struktur, mit deutlichen Maxima und Minima des Schalldrucks. Mit zunehmender Entfernung von dem Spaltenarray wird die Schalldruckverteilung allmählich homogener.

An diesem Beispiel wird die Bedeutung des optischen Verfahrens für die Kontrolle der Phasenlage einzelner Wandler deutlich, die für die Funktion des großen Arrays unabdingbar ist. So konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe des optischen Verfahrens die Phasenlage in dem akustischen Feld vor den Wandlern bestimmt und gezielt verändert werden kann. Ebenso ist demonstriert worden, dass das Konzept der Verschiebung der Tiefenposition der

Einzelwandler zum Abgleich der akustischen Phasen in dem Schallfeld vor dem Array wie beabsichtigt und damit erfolgreich funktioniert.

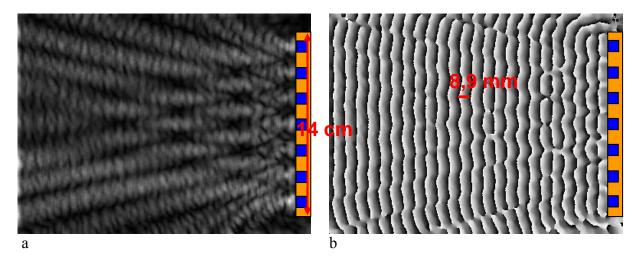


Abb. 33 Amplituden- (a) und Phasenkarte (b) eines Spaltenarrays aus 7 PZT-Wandlern bei einer Frequenz von 38,5 kHz (Wellenlänge etwa 8,9 mm), akustische Phasen im Schallfeld aneinander angeglichen.

In dem Fall eines Spaltenarrays reichen schon die Projektionsdaten, die den entlang des Lichtweges integrierten Effekt beinhalten, für die Abstimmung der akustischen Phasen aus. Ein Abgleich der Phasenlage des gesamten Arrays, das in diesem Beispiel aus 37 einzelnen Wandlern besteht, ist auf diese Art und Weise jedoch nicht möglich. Dafür würde die Erfassung der Phasenverteilung in dem Schallfeld vor allen Wandlern des Arrays benötigt. Man könnte zwar auf die Idee kommen, die Spalten des Arrays einzeln nacheinander abzugleichen, was neben dem damit verbundenen Aufwand auch das Problem birgt, die Phasen auf einen einheitlichen Wert für alle Spalten abzugleichen.

4.4.4 Fazit: Aus Projektionen zur dreidimensionalen Feldstruktur

Obwohl die gezeigten Amplituden- und Phasenkarten zweidimensionale Projektionen von Schallfeldern sind und ihre Interpretation daher mit entsprechender Vorsicht vorgenommen werden muss, können aus ihnen bereits einige nützliche Erkenntnisse gewonnen werden. Bei einem einfachen Schallwandler mag das bereits genügen. Spätestens jedoch bei komplizierten Systemen wie aus Einzelwandlern aufgebauten Flächenarrays wird es notwendig sein, eine komplette Beschreibung des dreidimensionalen Schallfeldes zu erhalten. Dies ist nur durch Aufnahmen aus unterschiedlichen Richtungen und tomographische Rückprojektion möglich [50].

4.5 Tomographische Erweiterung des videoholografischen Messverfahrens

Da die Daten jeweils nur den längs des Lichtweges integrierten Effekt zeigen, muss für ein dreidimensionales Feld eine tomographische Variante verwendet werden, bei der der horizontal vor der Beobachtungswand und im Messlicht auf einem präzisen Drehtisch montierte Wandler um eine senkrechte Achse gedreht und die optische Messung bei verschiedenen Winkelstellungen wiederholt wird. Die Anzahl der Messpositionen bestimmt dabei maßgeblich die zu erzielende Genauigkeit.

4.5.1 Grundlagen der Tomographie

Der Begriff Tomographie steht für eine Vielzahl von bildgebenden Verfahren, die es erlauben, die innere Struktur eines zwei- oder dreidimensionalen Gebildes aus einer Vielzahl von zwei- oder dreidimensionalen Projektionen, die aus unterschiedlichen Richtungen aufgenommen worden sind, zu ermitteln und in Form von beliebigen Schnittbildern durch dieses Gebilde darstellen zu können. Als Synonyme für den Begriff Tomographie werden daher Schnittbildverfahren oder Schichtaufnahmeverfahren verwendet. Solche Verfahren sind inzwischen in einer Vielzahl von Anwendungsfeldern insbesondere in der Medizin weit verbreitet, es finden sich aber viele weitere Anwendungen in der Industrie und der Forschung.

In vielen Anwendungen, wie z.B. in der Medizin, werden die benötigten Projektionen aus unterschiedlichen Richtungen gewonnen, indem das Untersuchungsobjekt (z.B. der Mensch), von einem Quellen-Detektorsystem umkreist wird während es starr verharrt, in anderen Fällen wird das Untersuchungsobjekt in einem ortsfesten Quellen-Detektorsystem gedreht. Beide Fälle sind äquivalent zueinander und werden jeweils aus praktischen Erwägungen heraus gewählt.

Die mathematischen Grundlagen der Tomographie wurden von Radon [57] schon im Jahre 1917 in seiner Arbeit "Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten" gelegt, die allerdings außerhalb der Mathematik lange Zeit in Vergessenheit geriet. Wirkliche Bedeutung erhielt diese Arbeit jedoch erst Ende der sechziger Jahre, nachdem durch das Aufkommen der Computer zusehends Rechenleistung verfügbar wurde. So präsentierten Hounsfield und Cormack ihre Idee der Computertomographie für die medizinische Diagnostik im Jahre 1967, die 1972 mit der ersten klinischen Installation eingeführt wurde, und für die sie dann 1979 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden.

Radon zeigte in seiner Arbeit, dass die 2-D Verteilung einer Objekteigenschaft exakt beschrieben werden kann, wenn eine unendliche Anzahl von Linienintegralen vorliegt. Sie kann aber auch durch eine endliche Anzahl von Messungen ausreichend approximiert werden.

Im Folgenden werden nur die wesentlichen Grundlagen der Tomografie, soweit sie für diese Arbeit von Bedeutung sind, in enger Anlehnung an ein Standardwerk zu diesem Thema von Kak und Slaney [58] kurz dargestellt.

Sei g(x, y) eine zweidimensionale Funktion (siehe Abb. 34), die außerhalb einer begrenzten Umgebung um den Ursprung gleich Null ist. Jedes Linienintegral lässt sich eindeutig mit den Parametern (θ, r) beschreiben. Die Gleichung der Geraden AB in Abb. 34 lässt sich damit schreiben als:

$$r = x\cos\theta + y\sin\theta \tag{4.23}$$

Das Ergebnis einer Projektion $Q_{\theta}(r)$ dieser Funktion in einem Punkt r ist das Integral entlang einer Gerade, die im Abstand r vom Ursprung unter dem Winkel θ zwischen seiner Normalen durch Null und der x-Achse verläuft:

$$Q_{\theta}(r) = \int_{(\theta, r)line} g(x, y) ds \tag{4.24}$$

Unter Benutzung einer Delta-Funktion lässt sich diese Gleichung schreiben als:

$$Q_{\theta}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - r) dx dy$$
 (4.25)

Das Projektionsergebnis $Q_{\theta}(r)$, das durch die Integration längs Geraden entstanden ist, heißt die Radon-Transformation der Funktion g(x,y). Eine Rekonstruktion der ursprünglichen Verteilung verlangt eine Inversion der Radon Transformation. Zur Lösung dieses Problems sind in den vergangenen Jahrzehnten verschiedene Methoden entwickelt worden. Heute werden als Rekonstruktionsmethoden üblicherweise die gefülterte Rückprojektion und iterative, algebraische Verfahren verwendet. Die gefülterte Rückprojektion bietet dabei eine schnelle Rückrechnungsmethode mit sehr guten Filtermöglichkeiten zur Verminderung von Störsignalen, die iterativen Verfahren bieten eine höhere Genauigkeit, sind aber sehr rechenintensiv und benötigen daher einen hohen Zeitaufwand.

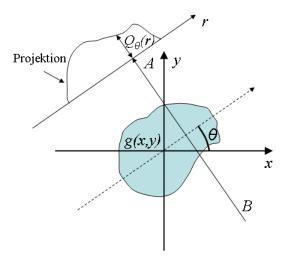


Abb. 34 Projektion $Q_{\theta}(r)$ des Objekts g(x, y).

In der vorliegenden Arbeit soll die Tomografie für die Rückrechnung von Projektionsdaten verwendet werden, die mit einem optischen Messverfahren auf Basis der Videoholografie gewonnen worden sind. Da deren Daten sehr rauschbehaftet sind, bietet sich die Methode der gefilterten Rückrechnung geradezu an, deren Grundlagen in den nachfolgenden Abschnitten behandelt werden.

4.5.2 Objektrekonstruktion mittels gefilterter Rückprojektion

Die einfachste Möglichkeit von der Radontransformierten $Q_{\theta}(r)$ zur gesuchten Funktion g(x,y) zu gelangen, ist über die Fourier-Transformation mit dem Fourier-Schnitte-Theorem. Dies soll im Folgenden kurz veranschaulicht werden.

4.5.2.1 Das Fourier-Schnitte-Theorem

Wie schon ausgeführt, ist ein Projektionsergebnis $Q_{\theta}(r)$, das durch die Integration längs von Geraden entstanden ist, die Radon-Transformation der Funktion g(x,y). Das Fourier-Schnitte-Theorem besagt, dass die eindimensionale Fourier-Transformation einer Parallel-Projektion gleich einem Schnitt unter dem Winkel θ durch die zweidimensionale Fourier-Transformation der Originalfunktion ist. Daraus folgt direkt, dass aus vorhandenen Projektionsdaten die Originalverteilung einfach durch eine zweidimensionale inverse Fourier-Transformation berechnet werden kann.

Die zweidimensionale Fourier-Transformation der Funktion g(x, y) lautet

$$G(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y)e^{-i2\pi(ux+vy)}dydx,$$
 (4.26)

wobei u und v die räumlichen Frequenzen in x- bzw. y-Richtung darstellen.

Entsprechend lautet die eindimensionale Fourier-Transformation einer Projektion unter dem Winkel θ :

$$S_{\theta}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{\theta}(r) e^{-i2\pi wr} dr.$$
 (4.27)

Betrachtet man zunächst einmal die Fourier-Transformation der Funktion g(x, y) bei v = 0, so vereinfacht sich Gleichung (4.26) zu

$$G(u,0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y)e^{-i2\pi ux}dydx.$$
 (4.28)

Da der Term $e^{-i2\pi ux}$ im inneren Integral nun eine Konstante ist, weil er nicht mehr von y abhängig ist, kann er vor das innere Integral gestellt werden und es ergibt sich:

$$G(u,0) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i2\pi ux} \left(\int_{-\infty}^{\infty} g(x,y) dy \right) dx.$$
 (4.29)

Der in Gleichung (4.29) eingeklammerte Ausdruck zeigt eine Ähnlichkeit zu Gleichung (4.24): das eingeklammerte Integral entspricht der Projektion des Objektes bei $\theta = 0$. Für diesen Fall gilt nämlich r = x und s = y, aus Gleichung (4.24) wird dann:

$$Q_{\theta=0}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y)dy.$$
 (4.30)

Durch Einsetzen der Gleichung (4.30) in Gleichung (4.29) ergibt sich:

$$G(u,0) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{\theta=0}(x) e^{-i2\pi ux} dx.$$
 (4.31)

Die rechte Seite der Gleichung (4.31) ist die eindimensionale Fourier-Transformation der Projektion $Q_{\theta=0}$, die linke Seite die u-Achse der zweidimensionalen Fourier-Transformation des Objekts:

$$G(u,0) = S_{\theta=0}(u)$$
. (4.32)

Dies ist die einfachste Form des Fourier-Schnitte-Theorems. Wählt man nun das (r,s)-Koordinatensystem als Bezugssystem, wird deutlich, dass diese Beziehung unabhängig vom Drehwinkel θ ist. Verallgemeinert entspricht die Fourier-Transformation der Projektion $Q_{\theta}(r)$ der um θ rotierten u-Achse von G(u,v), wie in Abb. 35 dargestellt. So liefert jede Projektion einen radialen Schnitt durch die 2D-Fouriertransformation G(u,v) der Objektverteilung g(x,y).

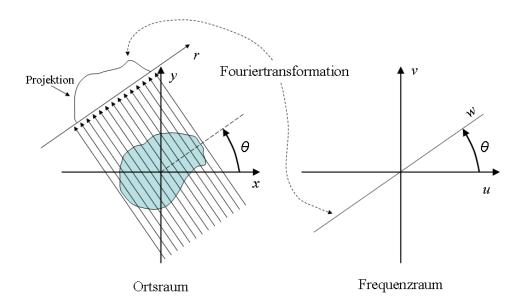


Abb. 35 Verhältnis einer Projektion des Objekts zu der Fourier-Transformation des Objekts gemäß dem Fourier-Schnitte-Theorem.

Um von der Radon-Transformierten $Q_{\theta}(r)$, und damit von der Gesamtheit aller Projektionen des Objektes g(x,y), zur eigentlich gesuchten Verteilungsfunktion g(x,y) zu gelangen, bietet sich folgendes Vorgehen an: Alle Projektionen $Q_{\theta}(r)$ werden in den Fourierraum transformiert und ihre Werte werden auf der zum Projektionswinkel θ gehörenden Geraden w in die Funktion G(u,v) eingetragen, was nichts anderes als die Rekonstruktion der Funktion G(u,v) ist. Offensichtlich kann die Funktion G(u,v) umso genauer bestimmt werden, je mehr Projektionen vorhanden sind. Die gesuchte Verteilungsfunktion g(x,y) ergibt sich dann schließlich durch inverse 2D-Fouriertransformation von G(u,v). Damit gilt, dass die gesuchte Verteilungsfunktion g(x,y) umso besser bestimmt werden kann, je mehr Projektionen vorhanden sind.

Dieses Vorgehen beschreibt ein einfaches konzeptionelles Model der Tomografie, bringt jedoch ein Problem bei der praktischen Umsetzung mit sich. Für die inverse 2D-Fouriertransformation werden Daten auf einem regelmäßigen Gitter eines kartesischen Koordinatensystems benötigt, um die Verteilungsfunktion g(x,y) ohne Beeinträchtigung der Bildqualität durch eine inverse 2D-Fouriertransformation von G(u,v) berechnen zu können. Da die Daten der fouriertransformierten Projektionen $S_{\theta}(w)$ jedoch in Polarkoordinaten

vorliegen, wird auch die Funktion G(u,v) auf einem Polarkoordinatenraster rekonstruiert. Bei einer realen Messung erhält man für jede Winkelposition aufgrund der Erfassung der Projektionen mit einem Sensor wie z.B. einer CCD-Zeile mit dem Pixelabstand τ nur diskrete Projektionswerte mit dem entsprechenden Pixelabstand. Gleichzeitig liegen die Projektionsdaten entlang des Drehwinkels aufgrund der begrenzten Anzahl an Winkelschritten ebenfalls als diskrete Werte vor. Die berechneten Funktionswerte G(u,v) liegen damit bei kleinen Werten von u und v näher aneinander als bei großen Werten (Abb. 36). Da die Koordinaten u, v des Fourierraumes die Ortsfrequenzen der gesuchten Verteilungsfunktion darstellen, werden durch die Darstellung von G(u,v) auf einem Polarkoordinatenraster die niedrigen Ortsfrequenzen (entsprechen groben Strukturen) verstärkt und die hohen Ortsfrequenzen (entsprechen kleinen Details) gedämpft. Dies führt bei der inversen Fouriertransformation dazu, dass das so rekonstruierte Bild g(x,y) deutlich unscharf ist und Details nicht zu erkennen sind.

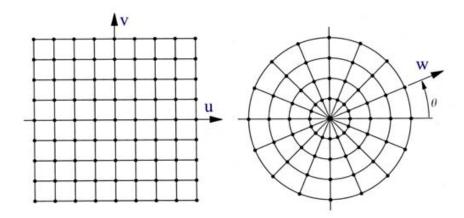


Abb. 36 Punktverteilung auf einem kartesischen Koordinatenraster (links) und einem Polarkoordinatenraster (rechts), nach [59].

Um dieses Problem zu beheben, könnten die Werte von G(u,v) von dem Polarraster auf ein kartesisches Koordinatenraster interpoliert werden. Da in der Praxis immer nur eine begrenzte Anzahl von Projektionen aufgenommen wird, und so die Funktion G(u,v) auch nur entlang einer begrenzten Anzahl von radialen Linien auf dem Polarkoordinatenraster bekannt ist, würde eine solche Interpolation im Frequenzraum immer zu großen Fehlern und Artefakten im Ortsraum führen. Aus diesem Grunde hat sich ein anderer Ansatz etabliert, der der gefilterten Rückprojektion, bei der die Funktion G(u,v) vor der Rücktransformation mit einer Funktion multipliziert wird (was einer Filterung im Ortsraum entspricht), die tiefe Frequenzen dämpft und hohe Frequenzen verstärkt.

4.5.2.2 Gefilterte Rückprojektion für Parallel-Strahl-Projektionen

Die gesuchte Funktion g(x,y) lässt sich beschreiben durch die inverse 2D-Fouriertransformierten der Funktion G(u,v):

$$g(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(u,v)e^{i2\pi(ux+vy)}dudv$$
 (4.33)

Der Übergang von kartesischen Koordinaten zur Polarkoordinaten im Fourierraum, erfolgt durch Verwendung von:

$$u = w\cos\theta$$

$$v = w\sin\theta$$

$$dudv = wdwd\theta$$
(4.34)

Das Auswechseln der Variablen und der Integrationsgrenzen der Gleichung (4.33) führt zu:

$$g(x,y) = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} G(w,\theta) e^{i2\pi w(x\cos\theta + y\sin\theta)} w dw d\theta$$

$$g(x,y) = \int_{0}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(w,\theta) e^{i2\pi w(x\cos\theta + y\sin\theta)} |w| dw d\theta$$
(4.35)

Bei der letzten Umformung sind nur die Integrationsgrenzen geändert worden, ohne dass die Fläche, über die integriert wird, verändert wurde. Da nunmehr über negative Werte von w integriert wird, ist der Absolutbetrag |w| eingesetzt worden.

Nach dem Fourier-Schnitte-Theorem entspricht die Fouriertransformierte $G(w,\theta)$ der Gleichung (4.35) der 1D-Fouriertransformierten $S_{\theta}(w)$ einer Projektion. Unter Verwendung der Geradengleichung $r = x \cos \theta + y \sin \theta$ ergibt sich daraus:

$$g(x,y) = \int_{0}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\theta}(w) e^{i2\pi wr} |w| dw d\theta$$
 (4.36)

Das in eckigen Klammern gesetzte Integral wird für die folgende Betrachtung mit $\tilde{Q}_{\theta}(r)$ bezeichnet:

$$\widetilde{Q}_{\theta}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\theta}(w) e^{i2\pi wr} |w| dw$$
(4.37)

Die transformierten Projektionen $S_{\theta}(w)$ werden also vor der Rücktransformation im Fourierraum mit einem Term |w| multipliziert, der ihrem jeweiligen Abstand vom Ursprung entspricht. Das führt dazu, dass hohe Frequenzen angehoben und niedrige Frequenzen abgeschwächt werden, womit die ungleichmäßige Verteilung der Funktionswerte G(u,v) auf dem Polarraster ausgeglichen wird. Die Multiplikation mit |w| im Fourierraum wird üblicherweise mit der FunktionH(w) beschrieben, deren Verlauf in Abb. 37 dargestellt ist. Die Multiplikation im Fourierraum entspricht einer Filterung im Ortsraum, woraus der Begriff "gefilterte Rückprojektion" abgeleitet wurde.

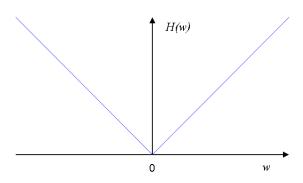


Abb. 37 Verlauf der Filterfunktion H(w).

Üblicherweise wird in der Praxis der Filter modifiziert, da ein solcher Filter die hohen Ortsfrequenzen der Objektfunktion verstärkt, was zwangsläufig zu einer Verstärkung des beim Messprozess entstandenen Rauschens führt.

So macht schon die Integration über alle Ortsfrequenzen von $-\infty$ bis $+\infty$ nach Gleichung (4.37) bei einer realen Messung aus messtechnischen Gründen keinen Sinn. Bei einer Aufnahme der Projektionsdaten der Originalverteilung g(x,y), die in der vorliegenden Arbeit mit einer Zeile eines CCD-Sensors erfolgt, beträgt der Abstand der einzelnen Pixel entlang der Zeile τ . Nach dem Abtasttheorem kann damit maximal die Ortsfrequenz $w_{\text{max}} = 1/(2\tau)$ (Nyquist-Frequenz) detektiert werden. Sinnvollerweise wird der Filter w deshalb zunächst einmal auf die Frequenzen $|w| < w_{\text{max}}$ begrenzt (blaue Kurve in Abb. 38). Zusätzlich wird der Filter in der Praxis mit einer Fensterfunktion wie z.B. der Hamming-Fensterfunktion F(w) multipliziert, um die hohen Frequenzanteile in den Projektionen - und damit das Rauschen - weiter zu dämpfen (grüne Kurve in Abb. 38).

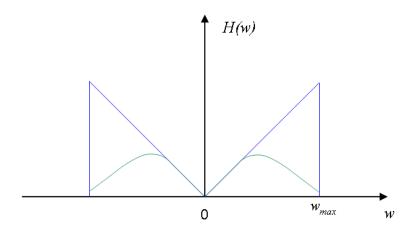


Abb. 38 Verlauf der modifizierten Filterfunktion H(w), blauer Verlauf: auf w_{max} bandbegrenzte Filterfunktion, grüner Verlauf: bandbegrenzte Filterfunktion multipliziert mit der Hamming-Fensterfunktion (schematischer Verlauf).

Wenn $S_{\theta}(w)$ mit den Filterfunktionen multipliziert wurde, ergibt die inverse Fouriertransformation eine gefilterte Version jeder Projektion

$$\widetilde{Q}_{\theta}(r) = IFFT\{H(w)F(w)S_{\theta}(w)\}$$
(4.38)

Diese gefilterten Projektionen werden dann schließlich über die Rekonstruktionsebene zurück projiziert, um die gesuchte Funktion g(x,y) zu erhalten. Wie dies geschieht, kann aus der folgenden Gleichung, die durch Einsetzen von Gleichung (4.37) in Gleichung (4.36) unter gleichzeitiger Verwendung von $r = x \cos \theta + y \sin \theta$ gewonnen wird, abgeleitet werden.

$$g(x,y) = \int_{0}^{\pi} \widetilde{Q}_{\theta}(r) d\theta = \int_{0}^{\pi} \widetilde{Q}_{\theta}(x\cos\theta + y\sin\theta) d\theta$$
 (4.39)

Diese Gleichung besagt, dass zu jedem Punkt (x,y) der Wert der gesuchten Funktion g(x,y) aus den Projektionen ermittelt werden kann, indem von allen gefilterten Projektionen $\widetilde{Q}_{\theta}(r)$ die jeweiligen Werte an der Stelle $x\cos\theta+y\sin\theta$ aufintegriert werden. Anders ausgedrückt ließe sich sagen, dass der Wert einer gefilterten Projektion $\widetilde{Q}_{\theta}(r)$ an der Stelle r zu all denjenigen Punkten (x,y) hinzuaddiert wird, für den $r=x\cos\theta+y\sin\theta$ gilt (siehe Abb. 39). Anschaulich wird damit der Wert der gefilterten Projektion $\widetilde{Q}_{\theta}(r)$ an der Stelle r über die ganze Gerade $r=x\cos\theta+y\sin\theta$ gleichmäßig verteilt oder "verschmiert", woraus sich auch der Begriff Rückprojektion ableitet. Da ein solcher "Projektionsstrahl" bei der Rückprojektion im seltensten Fall auf die quadratischen Auflösungszellen in der xy-Ebene trifft, muss entsprechend interpoliert werden. Tatsächlich berechnet wird die Rekonstruktion über eine N x N Matrix. Das Resultat ist eine Matrix mit einer diskreten Darstellung von g(x,y).

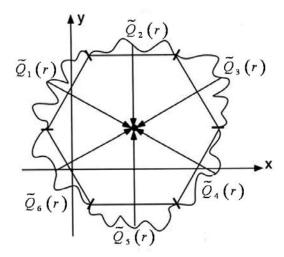


Abb. 39 Rückprojektion: Rekonstruktion des Schnittbildes g(x, y) durch Aufsummieren aller Werte der gefilterten Projektionen an der Stelle r, (nach [59], verändert).

Für die tomographische Rückrechnung ist es daher wichtig, dass bei allen Projektionsaufnahmen die Drehachse an der gleichen Stelle im Bild liegt, da sonst die Rückprojektion zu einer falschen Zuordnung im Bild führt. Dies lässt sich dadurch sicherstellen, dass die Drehachse mittig im Objekt positioniert wird.

4.5.3 Aufnahmegeometrien

Den vorangegangenen Betrachtungen lag ein 2-D Objekt zugrunde, dessen einzelne Projektionen mit parallelen Strahlen erzeugt worden sind, eine sogenannte Parallelstrahl-Geometrie. Oftmals werden aus praktischen Erwägungen heraus in der Realität jedoch andere Geometrien verwendet. In diesem Abschnitt werden einige grundlegende Aufnahmegeometrien und deren Besonderheiten kurz erläutert, weil einige der dabei genannten Aspekte für diese Arbeit von Belang sind, aber zum Teil, wie später näher begründet, vernachlässigt werden.

An dieser Stelle sei aber schon angemerkt, dass für eine tomographische Rückrechnung im Allgemeinen eine Abfolge von Projektionen mit monoton ansteigendem Winkel θ und einer konstanten Winkelschrittweite $\Delta\theta$ benötigt wird, die den Winkelbereich von 360° überdecken. Aus den im vorangehenden Abschnitt erfolgten Ausführungen ergab sich, dass das Originalgebilde umso genauer rekonstruiert werden kann, desto mehr Projektionen vorliegen, also umso kleiner die Winkelschrittweite $\Delta\theta$ gewählt wurde.

4.5.3.1 Parallelstrahl-Geometrie

Auch wenn die Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie, die in Abb. 40 noch einmal illustriert wird, schon bei den vorangegangenen Überlegungen verwendet worden ist, so soll doch noch auf

einige Besonderheiten hingewiesen werden. Sie erfordert parallele Lichtstrahlen, die das zu untersuchende 2D-Gebilde gänzlich durchstrahlen müssen und einen CCD-Zeilensensor zur Aufnahme der Projektionsdaten. Jedes einzelne Sensorelement des CCD-Zeilensensors misst dabei den entlang des Lichtweges durch das 2D-Gebilde integrierten Effekt. Das Ergebnis einer Messung unter einem Winkel θ liefert die Projektionsdaten der Radon-Transformation.

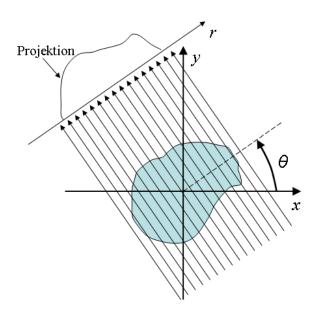


Abb. 40 Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie.

Für die tomographische Rücktransformation werden parallele Projektionsdaten benötigt, die den gesamten Winkelbereich überdecken. Es ist offensichtlich, dass bei dieser Geometrie die Projektionen des Winkelbereichs von 180° bis 360° denen von 0° bis 180° bis auf ihre inverse Richtung entsprechen, so dass die Daten redundant sind und es daher ausreicht, den Winkelbereich von 180° bei der Datenaufnahme zu überdecken. Dies ist ein großer Vorteil der Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie, da damit bei der Datenaufnahme je nach Anwendungsfeld unter Umständen eine sehr große Zeitersparnis verbunden ist.

Die bisherigen Überlegungen sind auf die Untersuchung eines 2D-Gebildes beschränkt gewesen. Eine Erweiterung für ein dreidimensionales Gebilde wie z.B. für ein Schallfeld wäre einfach zu realisieren, indem in z-Richtung, die senkrecht auf der von der durch die xy-Achsen aufgespannten Ebene der Abb. 40 steht, weitere CCD-Sensorzeilen wie z.B. mit einem CCD-Flächensensor aufgebaut werden, und das zu untersuchende Gebilde mit einer entsprechend aufgeweiteten Parallelbeleuchtung durchstrahlt wird.

Der große Vorteil einer solchen Aufnahmegeometrie ist, dass mit nur einer Aufnahme Projektionsdaten für eine komplette 2D-Projektion eines 3D-Gebildes für eine feste Drehwinkeleinstellung aufgenommen werden kann – und dann nur noch die Projektionsdaten für die weiteren Drehwinkel über den Drehwinkelüberdeckungsbereich von 180°

aufgenommen werden müssen. Des Weiteren stehen entsprechende Algorithmen für die tomographische Rückprojektion wie z.B. mit Hilfe der gefilterten Rückprojektion (vgl. Abschnitt 4.5.2.2) in Softwarepaketen wie z.B. MatLab zur Verfügung.

4.5.3.2 Fächerstrahl-Geometrie

Bei der Fächerstrahl-Geometrie wird mit einer CCD-Sensorzeile das von einem Laser mit divergentem Strahl ausgesendete Licht, das entlang seines Weges durch das zu untersuchende Gebilde eine Änderung erfahren hat, aufgenommen. Damit ergibt sich hier eine fächerförmige Aufnahmegeometrie (Abb. 41), mit äquidistanten Abständen zwischen den einzelnen Sensorelementen.

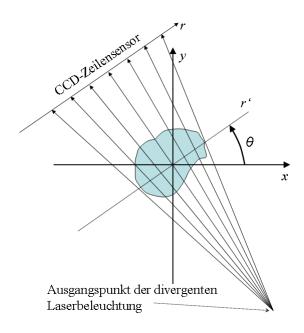


Abb. 41 Fächerstrahl-Aufnahmegeometrie mit geradem CCD-Zeilensensor

Im Gegensatz zur Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie wird hier für die tomographische Rückrechnung ein Satz von Projektionen benötigt, der den gesamten Winkelbereich von 360° überdeckt, da die Projektionen des Winkelbereichs von 180° bis 360° nicht mehr denen des von 0° bis 180° (bis auf die inverse Richtung) entsprechen. Der für die Messung benötigte Zeitaufwand verdoppelt sich daher im Vergleich zur Parallelstrahl-Geometrie und kann damit je nach Anwendungsbereich einen erheblichen zeitlichen Mehraufwand mit sich bringen. Für die tomographische Rückrechnung werden entweder entsprechend modifizierte Algorithmen eingesetzt oder die aufgenommenen Projektionsdaten, die den Winkelbereich von 360° überdecken, werden auf die Parallelstrahl-Geometrie zurückgeführt, so dass dann deren Rückrechnungsalgorithmen verwendet werden können.

Eine Rückführung auf die Parallelstrahlgeometrie ist durch ein so genanntes Rebinning möglich, bei dem eine Interpolation der Daten mit anschließender Neuzuordnung der Messwerte vorgenommen wird. Dabei werden aus den Strahlfächern aller Winkelstellungen die jeweils parallel zueinander verlaufenden ausgewählt und nach Winkel sowie Abstand vom Rekonstruktionszentrum geordnet bzw. aus den vorhandenen die benötigten interpoliert.

4.5.3.3 Kegelstrahl-Geometrie

Eine konsequente Übertragung des Konzepts der Fächerstrahl-Aufnahmegeometrie auf die dritte Dimension führt direkt zur Kegelstrahl-Geometrie, die in Abb. 42 illustriert ist. Als Aufnahmeelement kommt hierbei ein CCD-Flächensensor zum Einsatz, der die von einem Laser mit divergenter Abstrahlung ausgesendeten Lichtsignale aufnimmt. Wie leicht zu sehen ist, entspricht die Ebene die senkrecht auf der Detektorebene steht und den Ausgangspunkt der divergenten Laserbeleuchtung beinhaltet, der Fächerstrahl-Aufnahmegeometrie.

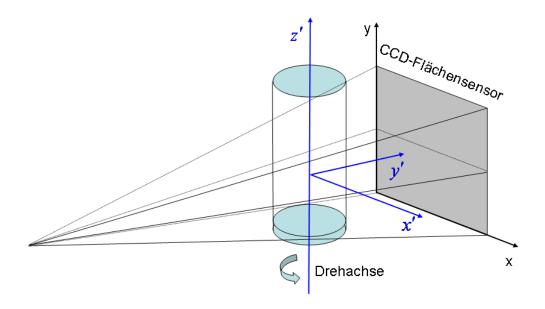


Abb. 42 Kegelstrahl-Geometrie; die z'-Achse ist die Drehachse.

Der große Vorteil der Kegelstrahl-Geometrie ist, dass mit einem relativ einfachen Aufbau bestehend aus einer divergenten Laserquelle und einem CCD-Flächensensor mit nur einer Aufnahme Projektionsdaten für eine komplette 2D-Projektion eines 3D-Gebildes für eine feste Drehwinkeleinstellung aufgenommen werden kann – und dann nur noch die Projektionsdaten für die weiteren Drehwinkel aufgenommen werden müssen. Von Nachteil ist jedoch, dass bei der Aufnahme der Projektionsdaten der Winkelbereich von 360° überdeckt werden muss.

Die tomographische Rekonstruktion von Kegelstrahl-Aufnahmen erfolgt mit approximierenden Methoden, eine der ersten und bekanntesten ist der sogenannte Feldkamp

Algorithmus, der 1984 von Feldkamp, Davis und Kress [61] entwickelt worden ist. In den darauf folgenden Jahren sind viele weitere Algorithmen mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen entwickelt worden, eine gute Übersicht aus 2001 bietet die Dissertation von Henrik Turbell [60]. Von Nachteil ist jedoch in jedem Fall, dass ein größerer Fehler bei der Rekonstruktion des 3D-Gebildes entsteht.

4.5.4 Implementierung der Tomographie für die videoholografische 3D-Schallfeldvermessung

Nachdem die für den vorgesehenen Einsatzweck benötigten Grundlagen der Tomographie in den vorangegangenen Abschnitten kurz behandelt worden sind, wird in diesem Abschnitt dargestellt, wie die Tomographie in das videoholografische Messverfahren implementiert wird, um damit dreidimensionale Schallfelder rekonstruieren zu können. Eingeführt wurde die Tomografie für Schallfelduntersuchungen mit Videoholographie von der Arbeitsgruppe von Ole J. Løkberg vom Norwegischen Technologie-Institut in Trondheim, die folgenden Ausführungen stützen sich daher im Wesentlichen auf deren Publikationen zu diesem Thema [50]-[52].

Die tomographische Schallfeldkartierung unterscheidet sich von der sonst üblichen Tomographie in einem wesentlichen Punkt und benötigt daher eine Sonderbehandlung. Üblicherweise ändert sich die physikalische Größe, über die entlang des Projektionsweges durch das zu untersuchende Gebilde integriert wird, nicht. Bei den Schallfelduntersuchungen ist die Schalldruckamplitude, die von eigentlichem Interesse ist, eine oszillierende Größe, sie ändert sich also mit der Zeit. Dies führt dazu, dass bei der Untersuchung von komplexen Schallfeldern entlang des Projektionsweges über Beiträge mit variierenden und zum Teil gegenläufigen Phasenlagen aufintegriert wird. Dies muss bei der Berechnung von Projektionsdaten aus mit der Videoholographie gewonnenen Intensitätsaufnahmen entsprechend berücksichtigt werden, so dass die Real- und Imaginärteile der Projektionen aus den Messdaten ermittelt werden müssen.

Um mit den Aufnahmen, die mit der Videoholografie gewonnen werden, über eine tomographische Rückrechnung die 3D-Schalldruckverteilung und die akustische Phasenverteilung des Feldes rekonstruieren zu können, müssen zunächst Projektionsdaten gefunden werden, die lineare Beziehungen zwischen dem Schallfeld und den Projektionen ergeben.

Nach Gl. (4.14) ist die pixelabhängige Intensität I(x, y) einer videoholografischen Aufnahme durch ein Schallfeld hindurch gegeben durch

$$I(x,y) = I_b(x,y) - k(x,y)a_w(x,y)\cos(\varphi_w(x,y) - \varphi_R)$$

$$(4.40)$$

wobei I_b für die ortsabhängige Hintergrundintensität, k für die ortsabhängige Steigung der Geraden im linearen Bereich, a_{ψ} für die Amplitude der Phasenmodulation des Laserlichts durch das Schallfeld, φ_{ψ} für die Phase der akustischen Modulation und φ_R für die Phase der Referenzstrahlmodulation steht.

Die Gleichungen (4.21) mit denen die integrierte Amplituden- und Phasenverteilungen in einem Schallfeld für den Fall einer ebenen harmonischen Schallwelle ermittelt worden sind, können im tomographischen Rückrechnungsprozess nicht verwendet werden, da sie nicht linear sind, der tomographische Rückrechnungsprozess aber zwingend lineare Beziehungen zwischen dem Schallfeld und den aufgenommenen Projektionen verlangt. Kombiniert man die 4 phasengeschobenen Intensitätsaufnahmen aus Gleichung (4.18) und die Aufnahmen der Kalibrierbilder aus Gleichung (4.19) geschickt anders, so erhält man die sog. Quadraturkomponenten, die lineare Projektionen des Schallfelds sind [51]:

$$a_{\psi}(x,y)\cos\varphi_{\psi}(x,y) = \frac{I_{180}(x,y) - I_{000}(x,y)}{2k(x,y)}$$
(4.41)

$$a_{\psi}(x,y)\sin\varphi_{\psi}(x,y) = \frac{I_{090}(x,y) - I_{270}(x,y)}{2k(x,y)}$$
(4.42)

Aus Gleichung (4.10) kann abgeleitet werden, dass diese Quadraturkomponenten den Integralen des Real- und Imaginärteils der komplexen Druckamplitude multipliziert mit der piezo-optischen Konstante entsprechen: $a_{\psi}\cos\varphi_{\psi}=\mu_{op}\cdot\Pi_{\mathrm{Re}}$ und $a_{\psi}\sin\varphi_{\psi}=\mu_{op}\cdot\Pi_{\mathrm{Im}}$. Damit ergibt sich für die Integrale des Real- und Imaginärteils der Projektion der komplexen Druckamplitude Π_{Re} und Π_{Im} der Gleichung (4.9):

$$\Pi_{\text{Re}}(x,y) = \frac{a_{\psi}(x,y)}{\mu_{op}} \cos \varphi_{\psi}(x,y) = \frac{I_{180}(x,y) - I_{000}(x,y)}{2\mu_{op}k(x,y)}$$
(4.43)

$$\Pi_{\text{Im}}(x,y) = \frac{a_{\psi}(x,y)}{\mu_{op}} \sin \varphi_{\psi}(x,y) = \frac{I_{090}(x,y) - I_{270}(x,y)}{2\mu_{op}k(x,y)}$$
(4.44)

Damit sind nun für eine feste Winkeleinstellung die Real- und Imaginärteile der Projektion der komplexen Druckamplitude beschrieben. Für die tomographische Rekonstruktion der Amplitude und der Phase des Schallfeldes werden Aufnahmen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln θ durch das Schallfeld hindurch benötigt (vgl. Abschnitt 4.5.1). Für

jeden Beobachtungswinkel θ ergeben sich damit $\Pi_{\text{Re}}, \theta(x,y)$ und $\Pi_{\text{Im}}, \theta(x,y)$. Diese zweidimensionalen Verteilungen stellen die Radon-Transformierten des Real- und Imaginärteils der komplexen Druckamplitude dar. Für diese wird jeweils separat eine tomographische Rückprojektion durchgeführt. Das Ergebnis ergibt jeweils eine 3D-Matrix mit einer diskreten Darstellung des rekonstruierten Druckfeldes in dieser Ebene, eine für den Realteil $P_{\text{Re}}(x',y',z')$ und eine für den Imaginärteil $P_{\text{Im}}(x',y',z')$. Die Koordinaten (x',y',z') beziehen sich dabei auf die Positionen im rückprojiziertem Raum.

Aus den Gleichungen (4.9) und (4.8) ergibt sich für den Real- und Imaginärteil des rekonstruierten Schallfelds:

$$P_{\text{Re}}(x', y', x') = P(x', y', x') \cos \Phi(x', y', x') P_{\text{Im}}(x', y', x') = P(x', y', x') \sin \Phi(x', y', x')$$
(4.45)

wobei P(x',y',x') die ortsabhängige Schalldruckamplitude und $\Phi(x',y',x')$ die ortsabhängige Phase des rekonstruierten Schallfelds sind. Über die Beziehungen

$$P(x', y', z') = \sqrt{P_{Re}^{2}(x', y', z') + P_{Im}^{2}(x', y', z')}$$

$$\Phi(x', y', z') = \arctan \frac{P_{Im}(x', y', z')}{P_{Re}(x', y', z')} \mod 2\pi$$
(4.46)

können daraus für jede Position in dem rekonstruierten Feld die Schalldruckamplitude und die Phase des akustischen Felds berechnet werden.

4.5.5 Videoholografische 3D Schallfeldmessungen mit Tomographie: Versuchsaufbau

Um das videoholografische Messsystem für die Tomographie zu erweitern, ist die Schallquelle auf einem präzisen Drehtisch montiert worden, der es ermöglicht, unter verschiedenen Drehwinkeln durch das Schallfeld Videohologramme aufzunehmen, aus denen die benötigten Projektionen berechnet werden. Abb. 43 zeigt den prinzipiellen Messaufbau. Der auf einem Drehtisch montiert Schallwandler wird vor einer massiven nicht schwingenden Wand mit (optisch) rauer Oberfläche so aufgestellt, dass sich das Schallfeld parallel zur Wand ausbreitet. Das Schallfeld wird mit dem senkrecht dazu stehenden Interferometer beobachtet, so dass das Laserlicht das Schallfeld bis zur Messung zweimal durchläuft. Der auf dem Drehtisch montierte Schallwandler wird um eine horizontale Achse gedreht und die optische Messung wird bei verschiedenen Winkelstellungen wiederholt. Als Messsystem kommt das für Schallfeldmessungen modifizierte videoholografische Messsystem zum Einsatz, das

bereits im Abschnitt 4.4 zur Aufnahme von Schallfeldprojektionen eingesetzt wurde und das ursprünglich für die Detektion kleinster Schwingungen an Wandmalereien entwickelt worden ist (siehe Abschnitt 2). Da der Messaufbau zur Schallfeldvermessung bereits in Abschnitt 4.4 näher erläutert wurde, wird hier explizit auf die Erläuterungen dort verwiesen, um Wiederholungen zu vermeiden. Im Gegensatz zu dem dortigen Aufbau ist hier die aufnehmende CCD-Kamera um 90° gegen den Uhrzeigersinn zur Horizontalen gedreht montiert, so dass die Bildzeilen parallel zur Oberfläche des Wandlerarrays und die Bildspalten somit parallel zur Drehachse verlaufen. Das System wird für die Messungen so eingemessen, dass die Drehachse mittig durch das Bild verläuft.

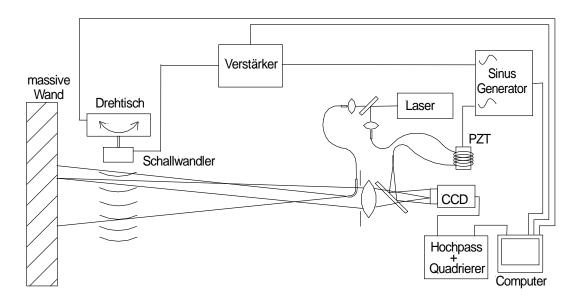


Abb. 43 Aufbau zur 3D-Erfassung von Schallfeldern mit Videoholographie.

Da für die Vermessung und Rekonstruktion von dreidimensionalen Schallfeldern kein spezielles Messsystem entwickelt sondern das bisherige videoholografische Messsystem eingesetzt worden ist, mussten entsprechende Anpassungsarbeiten in Hard- und Software vorgenommen werden.

Hardwaremäßig waren an dem optischen Messkopf und der Signalerzeugung Modifikationen vorzunehmen. Im Abschnitt 4.4 ist bereits über die Modifikation des optischen Messkopfes berichtet worden, um die Beleuchtungsachse auf die Beobachtungsachse zu bringen. Für die Signalerzeugung konnte der bisher verwendete digitale Signalprozessor nicht weiter eingesetzt werden, da seine Audiokomponente keine Frequenzen im Bereich von 40 kHz erlaubt. und So sind als Signalgeneratoren für das Ultraschallsignal die Referenzstrahlmodulation zwei phasengekoppelte Funktionsgeneratoren HP eingesetzt worden, die über eine GPIB-Schnittstelle angesteuert werden. Die Phasenkopplung

erlaubt die Einstellung definierter Differenzphasen zwischen den Signalen der beiden Generatoren für das Phasenschieben.

Für die rechnergestützte Steuerung der Messprozedur mit Geräteansteuerung, der Bildaufnahme und der tomographischen Rückrechnung ist eine Software in dem mathematischen Softwarepaket Matlab programmiert worden, das über hilfreiche Toolboxen zur Ansteuerung der verwendeten Geräte und zur tomographischen Rückrechnung über die gefilterte Rückprojektion für Parallelstrahl- und Fächerstrahl-Aufnahmegeometrien verfügt.

Bei der Datenaufnahme werden die einzelnen Winkelpositionen, unter denen die Projektionsdaten aufgenommen werden, automatisch angefahren. Dafür wird der Drehtisch über eine GPIB-Schnittstelle angesteuert und um die im Script eingestellte Winkelschrittweite weitergedreht, sobald die Aufnahme der benötigten Projektionsbilder der vorherigen Winkeleinstellung beendet ist. Nach dem Weiterdrehen wird vor der nächsten Datenaufnahme zunächst eine kurze Pause im Sekundenbereich eingelegt, um durch den Drehvorgang möglicherweise angeregte Schwingungen des Messaufbaus abklingen zu lassen.

Bei jeder einzelnen Winkeleinstellung wird eine größere Anzahl an Videohologrammen aufgenommen, die für die Berechnung der Amplituden- und Phasenkarten des zu rekonstruierenden Schallfeldes benötigt werden. Da auch hier der Sechs-Einzelbild-Ansatz mit statischen Kalibrierbildern (vgl. Abschnitt 2.1.3) eingesetzt wird, werden zunächst zwei Intensitätsbilder ohne Schallanregung, aber mit Modulation des Referenzstrahls mit einer zusätzlichen Amplitude $\pm \delta_R = 20$ nm, einmal also mit $a_R + \delta_R$ und einmal mit $a_R - \delta_R$ aufgenommen. Anschließend werden jeweils 4 phasengeschobene Intensitätsbilder bei den Differenzphasen von 0°, 90°, 180° und 270° zwischen Referenzstrahlsignal und Ultraschallsignal aufgenommen. Um das Rauschen zu reduzieren, wird von jedem dieser Zustände nicht nur ein einzelnes Bild sondern eine Serie von 16 Bildern aufgenommen, und darüber gemittelt. Bei jeder Winkeleinstellung werden somit 96 einzelne Intensitätsbilder aufgenommen. Die Aufnahme der Intensitätsdaten bei einem Winkelschritt dauert mit der Wartezeit zum Abklingen der durch den Drehvorgang angeregten Schwingungen des Messaufbaus etwa 35 Sekunden.

Durch die Realisierung der Bildaufnahme unter Matlab konnte zudem der Notwendigkeit der Aufnahme von Projektionen mit konstanten Phasenbeziehungen direkt Rechnung getragen werden, indem nun vier fest synchronisierte Phasenlagen am Referenzstrahlmodulator (Faser um Piezozylinder) automatisch angefahren und dann die benötigten Bilddaten aufgenommen werden. Beim Betrieb zur Schwingungsmessung wurden die für das zeitliche Phasenschieben erforderlichen Bilddaten mit Phasenabständen von 90° aus der Schwebung zwischen Referenz- und Objektlicht gewonnen und daher zwar mit den geforderten Phasenabständen von 90°, nicht aber bei festgelegter sondern zufällig variierender relativer Phasenlage. Auch

wenn dies bei einer einzelnen Messung keine Rolle spielt, so sind zwischen den Projektionen bei der Tomografie, aus denen das dreidimensionale Feld zusammengesetzt wird, natürlich konstante Phasenbeziehungen erforderlich.

Abb. 44 zeigt ein Foto des verwendeten Messaufbaus, der auf einem schwingungsisolierten Tisch installiert wurde, um Störeinflüsse durch Erschütterungen aus der Umgebung bei den Messungen zu vermeiden.



Abb. 44 Videoholografischer Messaufbau mit tomographischer Erweiterung zur 3D-Vermessung von Schallfeldern, montiert auf schwingungsisoliertem Tisch.

Auf der linken Bildseite ist eine große weiße massive Keramikplatte zu erkennen, die als Streufläche für das Laserlicht genutzt wird. Der schwach zu sehende grüne Lichtfleck auf der Platte stammt von der Laserbeleuchtung. Vor der Keramikplatte ist eines der zu untersuchenden Wandlersystems aus 61 PZT-Elementen so aufgebaut, dass sein Schall parallel zur Keramikplatte abgestrahlt wird. Das Wandlersystem ist auf einer hochpräzisen Drehachse (rechts von dem Wandlersystem zu sehen) montiert, die von dem Drehtisch (weiter rechts davon) angetrieben wird. Die Achse des Drehtisches, der eigentlich für die Vermessung der Richtcharakteristik von Lautsprechern eingesetzt wird, konnte nicht als Drehachse eingesetzt werden, da diese mechanisch nicht so präzise geführt wird, wie es für tomographische Messungen notwendig wäre. Am Bildrand ganz rechts ist mittig der verwendete optische Messkopf zu sehen. Er kann parallel zur Ausbreitungsrichtung des Schallfelds verschoben und in der Horizontalen etwas verkippt werden, um das Bildfeld auszuwählen Der Messaufbau ist Umfeld des Wandlers passend im mit

Schaumstoffelementen verkleidet, um harte Schall-Reflexionen in das Messvolumen zu verhindern.

4.5.6 Messgeometrie und tomographische Rückrechnungsmethode

In der vorliegenden Arbeit soll die tomographische Rekonstruktion von Schallfeldern genutzt werden, um die akustischen Phasen von einzelnen PZT-Elementen in einem Array abzugleichen, das aus insgesamt 1830 einzelnen Wandlern aufgebaut wird. Da das resultierende Gesamtarray mit einem Durchmesser von etwa 1 m aufgrund seiner Größe und der benötigten Auflösung nicht insgesamt vermessen werden kann, wurde ein Konzept entwickelt, das Gesamtarray aus einer Zahl von kleineren Unterarrays aufzubauen (vgl. Abschnitt 3.4.2), die sich mit dem Messsystem mit ausreichender Auflösung vermessen lassen. Bei Vorexperimenten zur Ermittlung der maximalen Größe der Arrays, die noch sinnvoll mit dem System gemessen werden können, zeigte sich, dass diese Arrays maximal einen Durchmesser von etwa 18 cm haben dürfen, was bei der dichtest möglichen Anordnung der einzelnen Wandler zu einer hexagonalen Struktur mit 61 einzelnen PZT-Wandlern führt. Das resultierende Gesamtarray wird dann aus 30 solcher Unterarrays aufgebaut werden, die jeweils einzeln zu vermessen sind und auf eine gemeinsame Referenzphase abgeglichen werden müssen.

Die verwendete Messgeometrie entspricht mit einer divergenten Beleuchtung und einer flächigen Abbildung auf einen CCD-Sensor (vgl. Abb. 43) nach den Ausführungen im Abschnitt 4.5.3.3 einer Kegelstrahl-Aufnahmegeometrie. Das hat zur Folge, dass bei der Aufnahme der Projektionsdaten der gesamte Winkelbereich von 360° abgedeckt werden und für die tomographische Rückrechnung ein aufwändiger, spezieller Algorithmus wie der FDK-Algorithmus eingesetzt werden müsste.

Wie nachfolgend erläutert, wird jedoch aus mehreren Gründen für die Rückrechnung eine Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie als Näherung verwendet:

Die Größe des Bildfeldes (180 mm x 135 mm) ist klein im Verhältnis zum Abstand zwischen dem optischen Messkopf und der Drehachse (2100 mm), die in der Mitte des Wandlerarrays liegt. Die Winkel zwischen der optischen Achse und den Bildrändern sind damit klein, weshalb ein paralleler Strahlenverlauf als Näherung angenommen wird. Senkrecht zur Schallabstrahlung entspricht die Größe des Bildfeldes entlang der Zeilen der CCD-Kamera dem Durchmesser des Wandlerarrays von 180 mm. Der daraus resultierte Öffnungswinkel zwischen der optischen Achse und dem äußeren Rand des Wandlerarrays, der sog. Fächerstrahlwinkel, ist kleiner als 2,5°.

In Richtung der Schallabstrahlung hat das Bildfeld der CCD-Kamera eine Ausdehnung

von 135 mm, der Öffnungswinkel zwischen der optischen Achse und den Bildrändern, der sog. Kegelstrahlwinkel, beträgt somit weniger als 1,9°. Für den Phasenabgleich der einzelnen Wandler reicht es jedoch aus, zwei Wellenlängen im akustischen Feld heranzuziehen, die in direkter Nähe zur Oberfläche des Arrays sein sollten, um Einflüsse von den benachbarten Wandlern zu vermeiden. Wird der Messaufbau so eingerichtet, dass sich die zur Abstimmung herangezogenen Bereiche von der Ausdehnung zweier Wellenlängen unter- und oberhalb der (senkrecht durchstrahlten) Mittenebene (bei der der Kegelstrahlwinkel 0° beträgt) befinden, ist ein Kegelstrahlwinkelbereich von nur noch etwa 0,3° relevant. Der Strahlenverlauf kann für einen solch kleinen Winkel als nahezu parallel angenommen werden.

Im Abschnitt 4.5.8 wird gezeigt, dass für eine solche Messkonfiguration mit einem Fächerstrahlwinkel von weniger als 2,5° und einem Kegelstrahlwinkel von weniger als 0,3° der resultierende Phasenfehler bei der Näherung mit einer Parallelstrahlauswertung kleiner als 10° ist und daher bei der gegebenen Gesamtgenauigkeit des Messsystems vernachlässigt werden kann.

Ein weiterer Grund für die Verwendung der Parallelstrahl-Rückrechnungsmethode liegt in dem Zeitaufwand für die Aufnahme der Projektionsdaten. Für eine Kegelstrahl-Rückrechung muss bei der Aufnahme der Projektionsdaten üblicherweise der gesamte Winkelbereich von 360° überdeckt werden, bei der Parallelstrahl-Rückrechnungsmethode reicht hingegen bei der Datenaufnahme der Winkelbereich von 180° aus (vgl. Abschnitt 4.5.3), so dass hier die Hälfte an Zeit bei der Datenaufnahme eingespart werden kann.

Die benötigte Messzeit für die Datenaufnahme beträgt bei diesem Messverfahren bei einem einzigen Winkelschritt etwa 35 Sekunden. Bei der eingesetzten und später näher begründeten Winkelschrittweite von 1°, käme man bei Überdeckung eines Winkelbereichs von 180° auf eine Gesamtzeit für die Datenaufnahme bei der Vermessung eines einzelnen PZT-Arrays von etwa 1 ³/₄ Stunden, bei einem Winkelbereich von 360° entsprechend auf etwa 3 ½ Stunden. Jedes der 30 für den Aufbau des Gesamtwandlersystems benötigten Arrays muss mindestens 3-mal vermessen werden (1.te Messung zur Bestimmung des Ist-Zustands der Phasenlage der Einzelwandler im Schallfeld und als Datengrundlage für eine erste Justage, 2.te Messung zur Überprüfung des Erfolgs und als Datengrundlage für einen weiteren Phasenabgleich, dann eine 3.te Messung zur Überprüfung dessen Erfolgs und wenn nötig als Datengrundlage für einen weiteren Feinabgleich mit gegebenenfalls einer weiteren Messung zur Erfolgskontrolle). Das würde im Falle der Datenaufnahme für eine Parallelstrahl-Rückrechnung zu einer Gesamtmesszeit von mindestens 157,5 Stunden und im Falle der Datenaufnahme für eine Kegelstrahl-Rückrechnung zu einer Gesamtmesszeit von mindestens etwa 315 Stunden führen. Da daneben noch Zeit für

die Auswertung, die Einstellung des Phasenabgleichs etc. benötigt wird, ist schon aus ökonomischen Gründen eine akzeptable Näherung geboten.

4.5.7 Auflösungsvermögen

Die folgenden Betrachtungen zum Auflösungsvermögen der Messkonfiguration gelten streng genommen nur für eine Parallelstrahl-Aufnahmegeometrie und Rückrechnung. Da wegen des kleinen Fächerstrahl-Winkels und des noch kleinerer Kegelstrahl-Winkels eine Parallelstrahl-Näherung vorgenommen wird, beschränken sich auch die folgenden Überlegungen auf diese Näherung.

4.5.7.1 Auflösung in Abhängigkeit von der Zahl der Projektionen

Bei den nachfolgenden Überlegungen wird immer nur eine Zeile der mit dem CCD-Sensor aufgenommen Projektionsdaten betrachtet, da bei der angenommenen Näherung als Parallelstrahlprojektion für alle Zeilen äquivalentes gilt. Die Ausführungen in diesem Abschnitt stützen sich wiederum auf das Standardwerk von Kak und Slaney [58] zur Tomographie.

Seien K Projektionen gleichmäßig über einen Winkelbereich von 180° mit jeweils N einzelnen Messwerten entlang der Zeile des aufnehmenden Sensors aufgenommen und transformiert worden. Im Frequenzbereich werden durch die Fouriertransformation radiale Linien mit einem Winkelintervall κ zwischen zwei benachbarten radialen Linien erzeugt (vgl. Abb. 45), das gegeben ist durch:

$$\kappa = \frac{\pi}{K} \tag{4.47}$$

Die N einzelnen Messwerte in der Zeile des aufnehmenden CCD-Sensors haben den (Pixel-) Abstand τ , so dass das Abtastintervall einer jeden Projektion τ beträgt. Nach dem Abtasttheorem ergibt sich als die höchste zu detektierende Raumfrequenz:

$$w_{\text{max}} = \frac{1}{2\tau} \tag{4.48}$$

 w_{max} entspricht dem Radius der Kreisscheibe in Abb. 45. Damit kann der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Abtastpunkten am Rande der Scheibe entlang eines Zirkelbogens beschrieben werden durch:

$$\kappa w_{\text{max}} = \frac{\pi}{K} \frac{1}{2\tau} \tag{4.49}$$

Die Anzahl an unabhängigen Abtastpunkten im Frequenzbereich entlang der fouriertransformierten Projektionen entspricht der Zahl N der einzelnen Messwerte in der Zeile der CCD-Kamera, mit der die Projektion aufgenommen wurde. Der Abstand ε (vgl. Abb. 45) zwischen zwei aufeinander folgenden Abtastpunkten jeder fouriertransformierten Projektionen ergibt sich damit aus:

$$\varepsilon = \frac{2w_{\text{max}}}{N} = \frac{1}{\tau N} \tag{4.50}$$

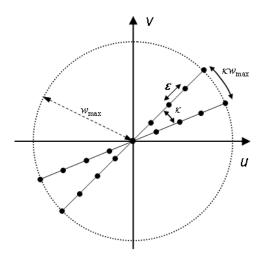
Um Aliasing zu vermeiden sollte im Frequenzbereich die azimutale Auflösung etwa der der radialen Auflösung entsprechen. Dies führt zu:

$$\frac{\pi}{K} \frac{1}{2\tau} \approx \frac{1}{\tau N} \tag{4.51}$$

Diese Gleichung kann vereinfacht werden zu:

$$\frac{K}{N} \approx \frac{\pi}{2} \tag{4.52}$$

Dies bedeutet, dass die Anzahl der Projektionen K etwa 1,5-mal so groß sein sollte, wie die Anzahl der Abtastpunkte in jeder Projektion.



Frequenzraum

Abb. 45 Parameter des Frequenzraums für die Beschreibung der Auflösung bei Parallelstrahl-Projektionen.

Aus Gleichung (4.51) kann weiterhin geschlossen werden, dass die räumliche Frequenz w_{max} , die rekonstruiert werden kann wenn eine Anzahl von K Projektionen verfügbar sind, begrenzt ist durch:

$$w_{\text{max}} = \frac{K}{\pi N \tau} \tag{4.53}$$

4.5.7.2 Phasenauflösung des Messsystems

In dem Messaufbau wird eine monochrome CCD-Video-Kamera (Video-Standard CCIR) des Typs JAI M50 eingesetzt. Dies Kamera besitzt einen ½" Interline Transfer Sensor mit einer effektiven Sensor-Fläche von 6,5 mm x 4,8 mm. Von der effektiven Auflösung mit 752 x 582 Pixel werden 768 x 576 Pixel für die Bilddarstellung genutzt. Bei der Datenaufnahme werden in einem ersten Schritt zur Verringerung des Bildrauschens die Daten von jeweils 2 x 2 Pixel zu einem Messwert zusammengefasst, so dass nach der Bildaufnahme nur eine Auflösung von 384 x 288 Bildpunkten verbleibt.

Wie schon erwähnt, ist die Kamera in dem videoholografischen Messaufbau für die Schallfeldmessung so ausgerichtet, dass die Bildzeilen (x-Koordinate) parallel zur Oberfläche des Arrays und die Bildspalten (y-Koordinate) des CCD-Sensors parallel zur Drehachse und damit in Ausbreitungsrichtung des Schalls verlaufen.

Entlang der Zeilen wird ein Bildfeld von 18 cm mit 384 Messpunkten abgetastet, woraus sich ein Abtastintervall von 0,046875 cm ergibt. Nach dem Abtasttheorem ergibt sich daraus bei Anwendung der Gleichung (4.48) für die höchste in dieser Richtung zu detektierende Raumfrequenz ein Wert von $w_{\text{max.x}} = 10,67/cm$. Die Ultraschallwandler die in dem Wandlerarray eingesetzt werden, haben einen Konusdurchmesser von etwa 7 mm. Unter Annahme einer idealisierten zylinderförmigen Abstrahlung müsste daher ein Schallfeldbeitrag mit einer Struktur von einem Durchmesser von 7 mm in dem tomografisch rekonstruierten Schallfeld aufgelöst werden können, um einen ermittelten Phasenwert auch einem Wandler zuordnen zu können. Die entsprechende Raumfrequenz einer solchen Strukturgröße hat einen Wert von $w_{struk,x} = 1,43/cm$. Da dieser Wert deutlich kleiner ist als die größte mit der CCD-Kamera zu messende Raumfrequenz kann diese Struktur zunächst einmal mit der Kamera aufgelöst werden. Bei analoger Anwendung der Gleichung (4.53) folgt für die Anzahl der mindestens benötigten Winkelschritte $K_{\min} = w_{struk,x} \pi N \tau$ um die Beiträge der einzelnen Wandler eines Arrays mit 61 PZT-Elementen im Schallfeld auflösen zu können, ein Wert von $K_{\min} = 42$. K stellt die Mindestzahl der benötigten Projektionen über einen Drehwinkelbereich von π dar. Bei Voruntersuchungen zeigte sich, dass bei den verrauschten Messdaten, die das der Schallfelduntersuchung zugrunde liegende Messverfahren liefert, eine deutlich höhere Anzahl von Projektionsdaten mit geringerer Winkelschrittweite aufgenommen werden muss, um ein visuell überzeugendes Ergebnis zu erhalten, mit dem der vorgesehene Phasenabgleich der Einzelwandler erst möglicht wird. Die Anzahl der Projektionsdaten wurde daher unter Abwägung von benötigter Messzeit und Qualität der Ergebnisdaten auf 180 über den Drehwinkelbereich von π festgelegt.

Entlang der Spalten des CCD-Sensors (y-Koordinate) wird ein Bildfeld von 13,5 cm mit 288 Messpunkten abgetastet, woraus sich für die höchste zu detektierende Raumfrequenz in dieser Richtung ebenfalls ein Wert von $w_{\text{max},y} = 10,67/cm$ ergibt. In dieser Raumrichtung sollen die zum Phasenabgleich benötigten Phasenwerte ermittelt werden. Die Wellenlänge der verwendeten Ultraschallfrequenz von 38,5 kHz beträgt in Luft 8,9 mm, die den Phasenbereich von 2π bzw. 360° umfasst. Bei dem gegebenen Abbildungsmaßstab wird der Phasenbereich von 360° somit von etwa 19 Pixeln abgetastet, was dazu führt, dass auf jedem Pixel über einen Phasenbereich von knapp 19° gemittelt wird.

4.5.8 Phasenfehler der Parallelstrahl-Näherung

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass der Fehler bei der Berechnung der Phasenverteilung im akustischen Feld bei Verwendung einer Parallelstrahl-Näherung für den gewählten Auswertebereich so klein ist, dass er vernachlässigt werden kann. Die Fehlerbetrachtung bezieht sich hier lediglich auf den Fehler bei der Bestimmung der akustischen Phasen im Schallfeld, da diese für den Erfolg der vorgesehenen Abstimmung der Wandlerarrays von eigentlicher Bedeutung sind.

Der Fehler durch die Parallelstrahl-Näherung wird im Folgenden ermittelt, indem die Ergebnisse einer Parallel- und einer Kegelstrahlrückrechnung des gleichen Datensatzes, die über den Winkelbereich von 360° an einem der Wandlerarrays mit 61 Elementen gewonnen wurden, miteinander verglichen werden.

Abb. 46 zeigt eines der 30 zu untersuchenden Arrays bestehend aus 61 PZT-Wandlern, die in Aluminiumhülsen mit Feder- und Verstellelement zur longitudinalen Verschiebung der Wandler zum Abgleich der akustischen Phasen im Schallfeld montiert sind.

Bei der Größe des Bildfeldes entlang der Zeilen von 180 mm (die Arrays haben einen größten Durchmesser von 180 mm) und dem Abstand von optischem Messkopf zur Drehachse von 2100 mm, variiert der Öffnungswinkel zwischen der optischen Achse und den Bildrändern an den seitlichen Begrenzungen des Wandlerarrays, der sog. Fächerstrahlwinkel, von 0° bis 2,45°. Der senkrecht zur Wandleroberfläche verlaufende Kegelstrahlwinkel variiert bei dem Bildfeld von 135 mm in diese Richtung entsprechend von 0° bis 1,84°. Dieser Winkel kann im Gegensatz zu dem Fächerstrahlwinkel deutlich reduziert werden, da es für den

Phasenabgleich der einzelnen Wandler ausreicht, die Phasenlagen über zwei Wellenlängen im akustischen Feld heranzuziehen. Diese sollten jedoch in direkter Nähe zur Oberfläche des Arrays sein, um Einflüsse von den benachbarten Wandlern zu vermeiden. Je nach Ausrichtung und Einstellung des Messaufbaus kann der Kegelstrahlwinkel daher bei der akustischen Wellenlänge von 8,9 mm auf einen Winkelbereich von 0,5° bis zu 0,24° reduziert werden. Die nachfolgenden Untersuchungen beschränken sich daher auf das rekonstruierte Schallfeldvolumen mit einem Fächerstrahlwinkel von bis zu 2,45° und einem Kegelstrahlwinkel von kleiner als 1°.

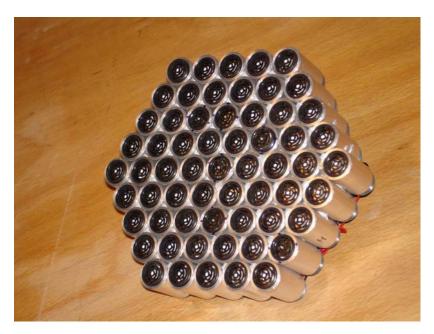


Abb. 46 Array bestehend aus 61 PZT-Wandlern.

Für die Kegelstrahl-Rückrechnung wurde ein MatLab-Skript von Rene Willemink auf Basis einer Implementierung des sog. Feldkamp, Davis und Kress (FDK) Algorithmus [61] eingesetzt, das auf dem Austausch Server von Matlab bereitgestellt wird [62]. Mit diesem Skript sind die Quadraturkomponenten des Real- und Imaginärteils der Modulation gefiltert und rückprojiziert worden. Die vorhergehende Berechnung der Quadraturkomponenten und die nachfolgende Berechnung der Amplituden- und Phasenverteilungen wurden dabei mit den zuvor schon eingesetzten MatLab-Routinen durchgeführt.

Die videoholografischen Messdaten wurden schon bei der Datenaufnahme zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses über eine Anzahl von jeweils 16 Bildern gemittelt und durch Zusammenfassung von je 2 x 2 Pixel auf eine Auflösung von 384 x 288 Datenpunkte reduziert. Die daraus berechneten Quadraturkomponenten werden vor dem Einsatz in dem tomographischen Rückprojektionsalgorithmus mit einem 3 x 3 Medianfilter gefiltert. Für die Filterung der Daten im tomographischen Rückprojektionsprozess ist in dem eingesetzten Skript aus einer Auswahl der gebräuchlichsten Filter das Hamming-Filter ausgewählt worden,

das mit einem Rampenfilter im Fourierraum multipliziert wird (vgl. 4.5.2.2). Das Skript begrenzt die Filterfunktion standardmäßig auf die sich nach dem Abtasttheorem ergebene maximale Raumfrequenz (hier also auf $w_{\text{max},x} = 10,67/cm$), ermöglicht jedoch keine weitere Bandbegrenzung der Filterfunktion, so dass das Rauschen auf diese Weise nicht weiter reduziert werden kann.

Für einen Vergleich der Ergebnisse einer Parallelstrahl mit einer Kegelstrahlrückrechnung muss sicher gestellt sein, dass diese aufgrund des hohen Rauschanteils der zugrundeliegenden Daten nicht durch unterschiedliche Filterungen oder Bearbeitungsschritte der verwendeten Algorithmen so beeinflusst werden, dass sie nur noch schwer miteinander vergleichbar sind. Um dies zu gewährleisten, wurde das MatLab-Skript für die Kegelstrahl-Rückrechnung für beide Berechnungen eingesetzt. Mit den tatsächlichen Daten der Messgeometrie (Abstand, Bildgröße) ergibt sich das Ergebnis der Kegelstrahlrückrechnung, mit Angabe eines um den Faktor 10.000 vergrößerten Abstandswertes wird eine Parallelstrahlrückrechnung weitgehend genähert. Kegelstrahlwinkel und Fächerstrahlwinkel liegen dabei bis zu den Bildrändern nur noch im Größenordnungsbereich von 10^{-5} bzw. 10^{-4} . Da die Rückrechnung mit dem FDK-Algorithmus aufwändiger ist und mehr Arbeitsspeicherkapazität erfordert als die Standard-Rückrechnungen, ist das auf einmal zurückzurechnende Volumen durch den größten freien Speicherblock des Rechners begrenzt. Die im Folgenden rekonstruierten Volumen haben daher nur eine Größe von 384 x 384 x 160 Bildpunkte, was einem Volumen von 180 mm x 180 mm x 75 mm entspricht. Jeder Bildpunkt (oder Voxel) entspricht damit einem Volumen von rund 0,47 mm x 0,47 mm x 0,47 mm.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die im Folgenden gezeigten Daten an einem Array gewonnen wurden, dessen akustische Phasen im Schallfeld schon in ersten Optimierungsschritten angeglichen wurden. Ein Vorher-Nachher-Vergleich erfolgt erst in Abschnitt 4.5.9.

Die Abb. 47 zeigt aus den berechneten Ergebnissen beispielhaft die Phasenverteilungen für eine Ebene senkrecht zur Wandleroberfläche, die mittig durch die 9 PZT-Wandler entlang der größten Diagonale durch das Wandlerarray verläuft. Die obere Grafik zeigt die berechnete Phasenverteilung für die Kegelstrahlrückrechnung, die untere Grafik die der quasi Parallelstrahlrückrechnung. Die Phasenverteilungen werden in Graustufen modulo 2π dargestellt, so dass ein Grauwertsprung von schwarz nach weiß keineswegs einer Phasenänderung von 360° , sondern real nur einer kleinen Phasenänderung, wie zwischen den anderen Grauwerten auch, entspricht. Häufig werden derartige modulo 2π Phasenverteilungen mit der sog. Technik des Unwrappens in einen kontinuierlichen Phasenverlauf überführt, der dann nicht mehr an den 2π Zyklus gebunden ist. Da jedoch bei der hier vorgesehenen Phasenabstimmung gerade die deutlich auffallenden modulo 2π Phasenfronten zur

Abstimmung herangezogen werden sollen, wird hier kein Unwrappen vorgenommen. Die Position des Wandlerarrays ist in den Darstellungen durch einen teiltransparenten orangefarbenen Block eingezeichnet, die Schallabstrahlung erfolgt nach oben. Das rekonstruierte Schallfeld hat eine Ausdehnung von etwa 44 mm senkrecht zur Wandleroberfläche. Die grün eingezeichnete und mit 0 nummerierte Linie kennzeichnet die Mittenebene, bei der der Kegelstrahlwinkel 0° beträgt. Die zwei roten Linien im Abstand der Schallwellenlänge markieren Ebenen, die neben der Mittenebene für einen quantitativen Vergleich der Phasenwerte herangezogen werden. Die Lage der Ebenen stimmt hier nicht mit der in Abschnitt 4.5.6 erläuterten Strategie überein, dass je eine oberhalb und unterhalb der Mittenebene liegen soll, da diese Daten im Vorfeld der Ermittlung der richtigen Strategie gewonnen worden sind. Erst bei den darauf folgenden Auswertungen der weiteren Arrays ist die entwickelte Strategie verwendet worden.

Der Kegelstrahlwinkel variiert von der Mittelebene (grüne Linie) zum oberen (und unteren) Bildrand von 0° bis etwa 1°. Die zu der mit 1 nummerierten roten Linie gehörende Ebene weist einen Kegelstrahlwinkel von 0,33°, die zu der mit 2 nummerierten Linie gehörenden Ebene einen von 0,59° auf. Der Fächerstrahlwinkel hingegen variiert von der Bildmitte zu den seitlichen Bildrändern von 0° bis 2,45°.

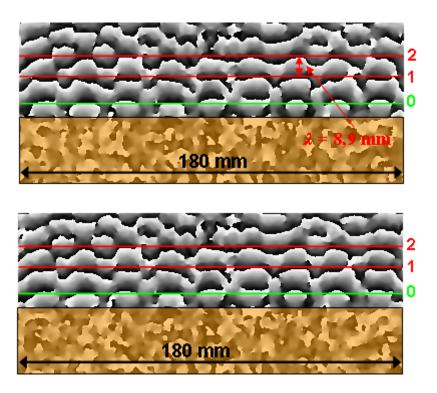


Abb. 47 Mit Kegelstrahl-Rückrechnung berechnete Phasenverteilungen (Darstellung in Graustufen modulo2π) für eine Ebene senkrecht zum Wandlerarray; obere Grafik: unter Berücksichtigung der tatsächlichen Parameter ermittelte Phasenverteilung; untere Grafik: quasi Parallelstrahl-Näherung durch Angabe eines sehr großen Abstandwertes zwischen Messkopf und Wandlerarray.

Die über die Kegelstrahl- und Parallelstrahlrückrechnung ermittelten Phasenverteilungen sehen sich sehr ähnlich, erst ein genauerer Vergleich zeigt geringfügige Unterschiede an den linken und rechten Bildrändern. Vergleicht man den Verlauf der modulo 2π Phasenfronten im Schallfeld senkrecht vor den einzelnen PZT-Wandlern, so fällt auf, dass diese bei der Parallelstrahlrückrechnung mit zunehmender Entfernung der Wandler von der Mitte des Arrays zunehmend senkrecht zur Schallabstrahlungsrichtung in Richtung des nächsten seitlichen Bildrandes hin verschoben, geringfügig verbreitert und etwas ausgewischt sind.

Das Differenzbild der beiden Phasenverteilungen (Abb. 48) gibt genaueren Aufschluss über die Unterschiede und bestätigt die Feststellung.

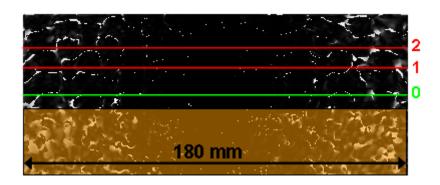


Abb. 48 Differenzbild zwischen den mit Kegelstrahl- und Parallelstrahl-Rückrechnung ermittelten Phasenverteilungen der Abb. 47.

Im Bereich der Bildmitte sind die Phasendifferenzen offensichtlich sehr gering und nehmen mit zunehmendem radialem Abstand vom Mittelpunkt der Mittenlinie (hier identisch mit dem Mittelpunkt des gezeigten Ausschnitts) zu. Im Differenzbild kommt es an Stellen, an denen die modulo 2π Phasensprünge in den beiden Phasenverteilungen leicht gegeneinander verschoben sind, zu Phasendifferenzwerten nahe 360°, die zu entsprechend hellen Grauwerten führen, hier jedoch auch nur kleinen Phasenänderungen (wie zwischen den anderen Grauwerten auch) entsprechen. Diese zumindest deutlich auffallenden Differenzen finden sich bei größeren radialen Abständen, und folgen dann dem wellenförmigen Verlauf der Phasenfronten entlang der modulo 2π Phasensprünge. Diese Abweichungen beruhen zumindest für den Bereich bis zur 2.ten roten Linie im Wesentlichen auf die bereits zuvor gemachte Feststellung, dass bei der Parallelstrahlrückrechnung die modulo 2π Phasenfronten im Schallfeld senkrecht vor den einzelnen PZT-Wandlern gegenüber denen der Kegelstrahlrückrechnung mit zunehmender Entfernung der Wandler von der Mitte des Arrays auch zunehmend zu den Rändern des Arrays hin - und damit senkrecht zur Schallabstrahlungsrichtung - verschoben sind. Die Phasenwerte in den zentralen Bereichen oberhalb der einzelnen PZT-Wandler werden davon in Richtung der Schallausbreitung nicht merklich beeinflusst. Das bedeutet, dass die Phasendifferenzen im gezeigten Bildausschnitt im Wesentlichen auf den bei der Parallelstrahlrückrechnung nicht korrigierten und im Vergleich zum Kegelstrahlwinkel großen Fächerstrahlwinkel zurückzuführen ist.

Bevor der quantitativen Größe der Phasenabweichungen nachgegangen wird, werden zunächst noch die beiden mit der Parallel- und Kegelstrahlrückrechnung ermittelten Phasenverteilungen für eine Ebene parallel zu der Wandleroberfläche miteinander verglichen. Die Abb. 49 zeigt beispielhaft die Phasenverteilung für die mit der 2.ten rote Linie gekennzeichnete Ebene senkrecht zu den bisher gezeigten Schnitten, die somit parallel zur Oberfläche des Wandlerarrays verläuft. Der Abstand zum Wandlerarray beträgt 19 mm, der von der Mittenebene 12 mm entsprechend einem Kegelstrahlwinkel von etwa 0,33°. Die Phasenverteilungen werden wiederum in Graustufen modulo 2π dargestellt, das bereits zu dieser Darstellungsweise ausgeführte gilt entsprechend auch hier. Die Positionen der kreisrunden Einzelwandler innerhalb des Wandlerarrays unterhalb der Ebene sind anhand der Bildstruktur einfach zu lokalisieren.

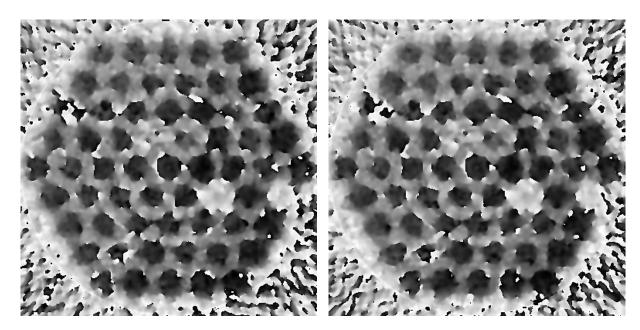


Abb. 49 Mit Kegelstrahl-Rückrechnung berechnete Phasenverteilungen (Darstellung in Graustufen modulo2π) für eine Ebene parallel zum Wandlerarray in einer Entfernung von 12 mm von der Mittenebene; links: tatsächliche Kegelstrahl-Geometrie, rechts: unter Angabe eines um den Faktor 10.000 größeren Abstands zur Näherung einer Parallelstrahl-Rückrechnung.

Die Phasenverteilungen der Kegelstrahl- und Parallelstrahlrückrechnung sehen sich auch für diese Ebene parallel zur Wandleroberfläche sehr ähnlich. Unterschiede sind erst bei größeren Abständen von der Bildmitte in Bereichen mit einer voneinander abweichenden schwarz/weiß Darstellung auszumachen. Das sind die Bereiche, in denen die beiden verwendeten Rückrechnungen an einem modulo 2π Übergang zu einem um fast 360° verschiedenen Ergebnis führt. Diese Phasenänderungen entsprechen jedoch nur, wie zuvor schon ausgeführt, einer Phasenänderung wie zwischen den anderen Grauwerten auch. Genaueren Aufschluss

über die Unterschiede zeigt das Differenzbild zwischen den beiden Phasenverteilungen in der Abb. 50. Die größten Differenzen zeigen sich in den Bereichen, in denen das specklige Rauschen aus den Messdaten überwiegt (also außerhalb des vom Schallfeld des Wandlerarrays begrenzten Volumens) und in den Bereichen, die nicht direkt oberhalb eines PZT-Wandlers liegen. Wie zuvor schon festgestellt wurde, kommt es bei der Parallelstrahlrückrechnung zu einer radialen Verschiebung der Phasenwerte zu den Bildrändern hin. In dieser Ebene parallel zum Wandlerarray entspricht das einer vom Bildzentrum radial zunehmenden Verschiebung der Phasenwerte zu den Bildrändern. Im Differenzbild macht sich dies durch die in hellen Grauwerten dargestellte Verschiebung der Schnitte durch die näherungsweise sphärischen Verläufe der Phasenfronten der akustischen Felder der einzelnen PZT-Wandler bemerkbar.

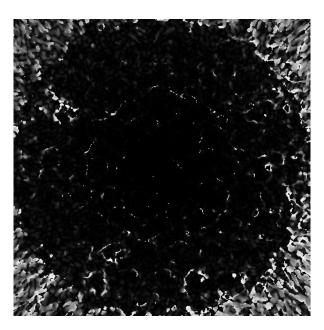
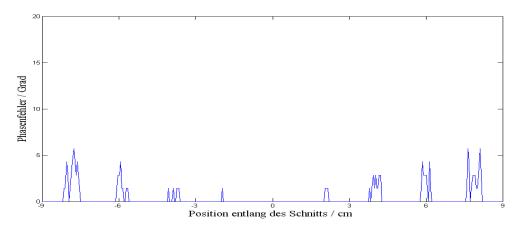


Abb. 50 Differenzbild der Phasenverteilungen für Kegelstrahl- und Parallelstrahl-Rückrechnung aus Abb. 49.

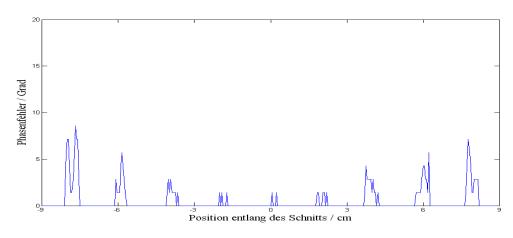
Die Größe der Phasenabweichung bei Verwendung der Parallel- anstelle der Kegelstrahlrückrechnung ist für Schnitte durch die in Abb. 47 durch Linien gekennzeichneten Ebenen mit unterschiedlichem Kegelstrahlwinkel bestimmt worden. Die Abb. 51 zeigt die aus den Differenzbildern ermittelten Phasenabweichungen entlang von Schnitten durch das Schallfeld entlang des größten Durchmessers des Wandlerarrays mit 9 PZT-Wandlern. Für die Darstellung sind die Bereiche, die nicht senkrecht über einem Wandlerkonus liegen, mit einer Maske abgedeckt worden. Dies erfolgt einerseits, um die durch die modulo 2π Darstellung bedingten 360° Phasenunterschiede auszublenden (die real nur einer kleinen Phasenänderung entsprechen), anderseits, um den Einfluss durch das bei der Parallelstrahlrückrechnung beobachtete Verschieben der Phasenwerte senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung gering zu halten. So werden nur die zentralen Bereiche im akustischen Feld oberhalb der Konen der PZT-Wandler (Konusdurchmesser knapp 7 mm) für die Darstellung der Phasendifferenzwerte

berücksichtigt, das sind die Bereiche, die auch in der Praxis für den Abgleich der Phasenwerte herangezogen werden.

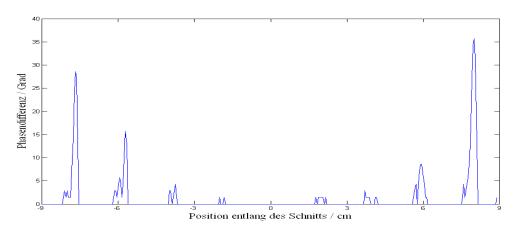
Für alle Schnitte zeigen die Darstellungen eine von der Zeilenmitte zu den Rändern hin verrauschte aber ansteigende Phasendifferenz. In dem Schnitt durch die Mittenebene bei der der Kegelstrahlwinkel 0° beträgt (oberste Grafik der Abb. 51), steigt die Phasendifferenz von 0° vor dem mittleren PZT-Wandler auf bis zu etwa 6° in den Peaks vor den beiden PZT-Wandlern an den äußeren Rändern des Arrays an. Diese geringe Phasendifferenz kann in diesem Falle (Kegelstrahlwinkel = 0°) nur aus dem bei der Parallelstrahlrückrechnung nicht korrigierten Fächerstrahlwinkel resultieren. Mit zunehmendem Kegelstrahlwinkel steigen dann die Phasendifferenzen insbesondere für die äußeren Wandler an. Bei der Ebene 1 (mittlere Grafik) mit einem Kegelstrahlwinkel von 0,33° beträgt die Phasendifferenz oberhalb des PZT-Wandlers in der Mitte (in den Peaks) bis zu 2° und oberhalb der äußersten PZT-Wandler etwa 9°, bei der Ebene 2 (untere Grafik) mit einem Kegelstrahlwinkel von 0,59° steigen die Phasendifferenzen oberhalb der äußersten PZT-Wandler auf bis zu etwa 35° an, wobei diese großen Werte bei näherer Betrachtung der Ausgangsphasenverteilungen (Abb. 47) im Wesentlichen auf das bei der Parallelstrahlrückrechnung bereits beschriebene radiale Verschieben der Phasenwerte zu den Bildrändern und damit senkrecht Schallausbreitungsrichtung zurückzuführen ist. Auch wenn diese Ergebnisse aufgrund des Rauschens des vorgenannten Verschiebens der Phasenwerte senkrecht Schallausbreitungsrichtung nur eine grobe Abschätzung des tatsächlichen Phasenfehlers bei Verwendung der Parallelstrahl- anstelle der Kegelstrahlrückrechnung erlauben, so ist der hier festgestellte Fehler für den Bereich mit einem Fächerstrahlwinkel von maximal 2,45° und 0,33° einem Kegelstrahlwinkel kleiner als doch kleiner von Gesamtauflösungsvermögen des Messsystems. Bei dem in der Praxis für den Abgleich der Phasenwerte verwendeten Vorgehen, die Phasenfronten der modulo 2π Übergänge in Schallausbreitungsrichtung senkrecht vor den Einzelwandlern in Ebenen parallel zur Wandleroberfläche auf einen gleichen Wert für alle in Richtung der Schallausbreitung einzustellen, spielt der Fehler durch die Parallelstrahlrückrechnung für den angegebenen Winkelbereich keine entscheidende Rolle. So zeigt der Vergleich des Verlaufs dieser für den Phasenabgleich heranzuziehenden Stellen in den berechneten Phasenverteilungen der Parallelstrahl- und Kegelstrahlrückrechnung der Abb. 47 keine relevanten Unterschiede in den Phasenwerten.



Ebene 0, Kegelstrahlwinkel 0°



Ebene 1, Kegelstrahlwinkel 0,33°



Ebene 2, Kegelstrahlwinkel 0,59°

Abb. 51 Betrag der Phasendifferenz zwischen Parallel- und Kegelstrahlrückrechnung für Schnitte entlang des größten Durchmessers des Wandlerarrays durch das Differenzbild der Phasenverteilungen für Ebenen mit unterschiedlichem Kegelstrahlwinkel; die Bereiche, die nicht senkrecht über dem Konus der Wandler liegen sind mit einer Maske ausgeblendet worden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass es bei der hier verwendeten Kegelstrahl-Aufnahmegeometrie durch die Parallelstrahlrückrechnung zwar zu radial vom Zentrum (Fächer- und Kegelstrahlwinkel = 0°) zunehmenden Phasenabweichungen kommt, diese jedoch für das gewählte Auswertevolumen vernachlässigt werden können.

Senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung kommt es durch die Nichtberücksichtigung des Fächerstrahlwinkels von bis zu 2,45° bei der Parallelstrahlrückrechnung mit ansteigendem Winkel im Wesentlichen zu einem radialen Verschieben der Phasenwerte nach außen. Dieser Effekt hat jedoch keinen maßgeblichen Einfluss auf die zum Abgleich verwendeten Phasenwerte in Richtung der Schallabstrahlung vor den PZT-Wandlern. Nicht einmal die Zuordnung der Phasenwerte zu einem bestimmten PZT-Wandler wird dadurch erschwert.

In Richtung der Schallabstrahlung führt die Nichtberücksichtigung des Kegelstrahlwinkels mit zunehmendem Winkel zu einem zunehmenden Fehler bei der Phasenberechnung. Für kleine Kegelstrahlwinkel bis zu 0,33° (entspricht einem Abstand der rekonstruierten Ebene von 12 mm von der Mittenebene mit dem Kegelstrahlwinkel 0°) sind diese Abweichungen jedoch kleiner als das Gesamtauflösungsvermögen des verwendeten Messverfahrens und können daher vernachlässigt werden.

Unter diesen Rahmenbedingungen sind dann die Phasen der PZT-Wandler aller 30 Teilarrays mit jeweils 61 Elementen abgeglichen worden.

4.5.9 Phasenabgleich der Wandlerarrays: Exemplarische Ergebnisse der tomographischen Rekonstruktion

In diesem Abschnitt werden exemplarisch Ergebnisse der tomographischen Rekonstruktion vor und nach dem Phasenabgleich an einem der 61 PZT-Elemente Arrays gezeigt, um das Funktionieren des Phasenabgleichs zu demonstrieren. Obwohl hierfür lediglich die Phasenverteilung des Schallfeldes benötigt wird, wird aus Demonstrationszwecken auch die entsprechende Amplitudenverteilung mit dargestellt.

Als Frequenz für den Phasenabgleich wurde die Ultraschallfrequenz von 38,5 kHz gewählt. Diese Frequenz ergibt sich aus zwei Überlegungen: Das Wandlersystem muss unterhalb (oder oberhalb) der Resonanzfrequenz seiner Einzelwandler (40 kHz) betrieben werden, um den elektrischen Phasenshift bei Resonanz zu umgehen, wobei als Bandbreite für die Erzeugung des Audiosignals für die vorgesehene Anwendung etwa 1000 Hz (in Ausnahmefällen bis zu etwa 2000 Hz) benötigt wird. Bei der vorgesehenen Betriebsweise mit zwei Ultraschallfrequenzen wird die eine Betriebsfrequenz festgehalten und die andere variiert, wobei die Differenzfrequenz das gewünschte Audiosignal ergibt. Als untere (feste) Betriebsfrequenz wurde 38 kHz festgelegt, die obere Betriebsfrequenz, die sich aus der

Abdeckung der typischerweise benötigten Bandbreite von 1000 Hz ergibt, wäre damit 39 kHz. Für den Phasenabgleich ist daher die Frequenz von 38,5 kHz, die in der Mitte dieses Bereichs liegt, ausgewählt worden.

Das Schallfeld eines jeden einzelnen Arrays ist einer tomographischen Analyse unterzogen worden. Entsprechend den Ausführungen im vorhergehenden Abschnitt wurde der Messaufbau dafür so eingerichtet, dass sich die senkrecht durchstrahlte Mittenebene mit dem Kegelstrahlwinkel 0° in einem Abstand von 17 mm von der Wandleroberfläche befindet, um eine Parallelstrahl-Näherung für einen Bereich von \pm 8,9 mm (der Schallwellenlänge) um diese Mittenebene herum mit einem vernachlässigbar kleinen Fehler durchführen zu können. Der optische Messkopf kann parallel zur Ausbreitungsrichtung des Schallfelds verschoben und in der Horizontalen verkippt werden, um das Bildfeld und die senkrecht durchstrahlte Ebene genau einzustellen.

Für die Schallfeldanalyse wurden pro Array jeweils 180 Bilddatensätze mit einer Winkelschrittweite von 1° aufgenommen, daraus für jede Winkelposition die beiden sog. Quadraturkomponenten, die lineare Projektionen des Schallfeldes sind, berechnet und zeilenweise mit der gefülterten Parallelstrahl-Rückprojektion zurück projiziert. Aus dem Ergebnis, bestehend aus dem Real- und Imaginärteil des rückprojizierten Schalldruckfeldes, ergeben sich die 3D-Amplituden- und Phasenverteilungen im zurückprojiziertem Feld (vgl. Gleichung (4.46)).

Für die Berechnung der Amplituden- und Phasenverteilungen aus den stark verrauschten Messdaten der Videoholografie müssen die Daten gefiltert werden. Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses werden die videoholografischen Messdaten jedes Zustands bereits bei der Datenaufnahme über eine Anzahl von jeweils 16 Bildern gemittelt und durch Zusammenfassung von je 2 x 2 Pixel auf eine Auflösung von 384 x 288 Datenpunkte reduziert. Die daraus berechneten Quadraturkomponenten werden vor dem Einsatz in dem tomographischen Rückprojektionsalgorithmus mit einem 3 x 3 Medianfilter gefiltert. Die danach immer noch stark verrauschten Daten können dann im tomographischen Prozess der gefilterten Rückprojektion adäquat weiter gefiltert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine systematischen Untersuchungen zum Finden der optimalen Filterparameter durchgeführt, vielmehr wurde sich an einer Arbeit von Rustad [52] und seinen Empfehlungen zum Finden der optimalen Filtereinstellungen im tomographischen Rückprojektionsprozess orientiert. So wurde ein Hamming-Filter eingesetzt, das für die Filterung der Daten mit einem Rampenfilter im Fourierraum multipliziert wird (vgl. 4.5.2.2). Die in Matlab integrierten Routinen zur tomographischen Rückprojektion normieren die Filterfunktion standardmäßig auf den Frequenzbereich (0,1] unter Verwendung der sich aus dem Abtasttheorem ergebenen maximalen Raumfrequenz (hier: $w_{\text{max},x} = 10,67/cm$). Die Filterfunktion ist für eine adäquate Filterung sukzessiv weiter bandbegrenzt worden, um eine Einstellung zu finden, bei der einerseits feine Details nicht verloren gehen, andererseits das Rauschen effektiv reduziert wird. Die so ermittelte Einstellung fand sich bei einem Wert von $w_{L,x} = 3,2/cm$, die dann für alle Auswertungen verwendet wurde.

Aus den berechneten 3D-Amplituden- und Phasenverteilungen im zurückprojiziertem Feld können beliebige Schnitte der Amplituden- und Phasenverteilung im gemessenen Schallfeldvolumen rekonstruiert und dargestellt werden. Die Schnitte der Phasenkarten parallel und senkrecht zum Schallwandler enthalten die Daten für die erforderliche Wandlerjustage.

In Abb. 52 wird das rekonstruierte Schallfeld eines Arrays ohne irgendeine Phasenkorrektur gezeigt. Die Bilder (a) und (b) zeigen die Phasen- und Schalldruckverteilungen für eine Ebene parallel zu und im Abstand von 17 mm zum Arrays, die Bilder (c) und (d) in einer Ebene senkrecht zu dem Array und durch die mittlere Wandlerreihe entlang der rosafarbenen Linie der Grafik (a). Die Phasenkarten sind modulo 2π graustufenkodiert, die Amplitudenkarten sind derart graustufenkodiert, dass der Schalldruck mit zunehmendem Grauwert ansteigt. In den Karten parallel zur Oberfläche des Wandlerarrays sind die Positionen der einzelnen PZT-Wandler unterhalb des Schallfelds durch blaue Kreise kenntlich gemacht worden. Ganz offensichtlich weichen die akustischen Phasen der einzelnen PZT-Wandler im Schallfeld in der Ebene parallel zur Wandleroberfläche stark voneinander ab, wie an den unterschiedlichen Grautönen zu erkennen ist. Nahezu die Hälfte der PZT-Wandler weist eine in der Größenordnung von etwa 180° von den Phasenwerten der anderen Hälfte abweichende akustische Phase auf. In den senkrecht dazu verlaufenden Schnitten (c) und (d) sind die Positionen der schallabstrahlenden Konen (Durchmesser knapp 7 mm) der PZT-Wandler durch blaue Quadrate gekennzeichnet. Die Phasenverteilung zeigt auch hier deutlich die Abweichungen der akustischen Phasen der Einzelwandler. Als Konsequenz zeigt die entsprechende Amplitudenkarte eine ungleichmäßige Schalldruckverteilung.

Die rekonstruierten Phasenverteilungen des Schallfelds sind für den Abgleich der Phasen der Arrays verwendet worden. In einem ersten Schritt wurden zunächst die relativ großen Phasendifferenzen in der Größenordnung von 180° durch ein Verpolen der Anschlüsse der betroffenen PZT-Wandler beseitigt. Möglicherweis basiert dieser Phasenunterschied darauf, dass bei der Herstellung der PZT-Wandler die bimorphen zweilagigen Scheiben aus gepoltem PZT-Material (vgl. Abschnitt 3.2.7) beliebig herum eingebaut werden. Beim Anlegen eines Sinussignals verbiegen sich dann bei der einen Hälfte der Wandler die bimorphen Scheiben in entgegengesetzter Richtung zu der anderen Hälfte, woraus der Phasenunterschied in der Größenordnung von 180° zwischen zwei zahlenmäßig etwa gleich großen Wandlergruppen resultiert.

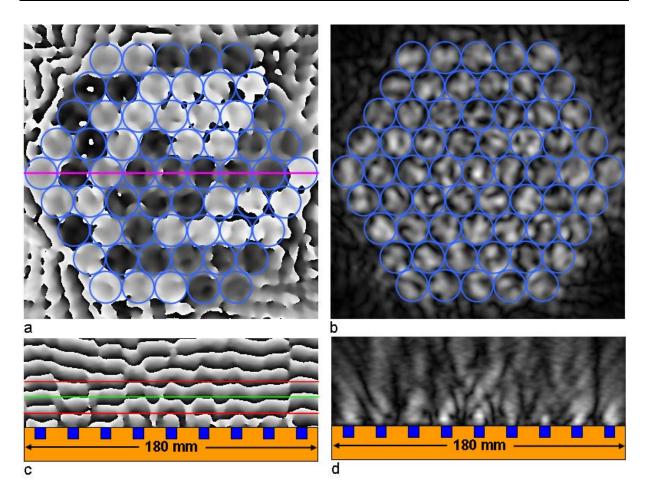


Abb. 52 Tomographische Analyse des 38,5 kHz Ultraschallfeldes eines Arrays aus 61 PZT-Wandlern. Die Wandler wurden ohne irgendeine Phasenkorrektur montiert. a und b: Phase und Amplitude in einer Ebene parallel zu und im Abstand von 17 mm von dem Array. c und d: in einer Ebene senkrecht zu dem Array durch die mittlere Wandlerreihe entlang der rosafarbenen Linie; Darstellung der Phasenkarte in Graustufen modulo 2π, Darstellung der Amplitudenkarte graustufenkodiert, Schalldruck nimmt mit zunehmendem Grauwert zu, Dynamikumfang der Darstellung 55 dB – 134 dB.

Nach diesem ersten Korrekturschritt wurde die resultierende Phasenlage wieder durch eine tomographische Analyse bestimmt und dann noch vorhandenen Phasendifferenzen, die Werte von bis zu etwa \pm 60° aufwiesen, beseitigt. Der Phasenabgleich im Schallfeld vor den einzelnen PZT-Wandlern erfolgt an drei Schnittebenen im Abstand der Schallwellenlänge parallel zur Wandleroberfläche (in Abb. 52c durch die grüne und die beiden roten Linien gekennzeichnet). Die mittlere dieser drei Ebenen (grüne Linie) ist die Mittenebene mit dem Kegelstrahlwinkel von 0°. Der Kegelstrahlwinkel zu den im Abstand der Schallwellenlänge von 8,9 mm darüber und darunter liegenden Ebenen ist jeweils kleiner als 0,25° Grad, so dass der Fehler durch die verwendete Parallelstrahlrückrechnung entsprechend Abschnitt 4.5.8 vernachlässigt werden kann. Für den Phasenabgleich werden die besonders prägnanten modulo 2π Phasenübergänge senkrecht vor den einzelnen PZT-Wandlern auf diese Ebenen geschoben. Dies geschieht durch die Veränderung der Tiefenposition der Einzelwandler in

dem Array nach dem im Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Konzept, wofür die PZT-Wandler in Aluminiumhülsen mit entsprechender Verstelleinheit eingebaut sind.

Abb. 53 zeigt das Ergebnis der Phasenabstimmung. In den Phasenkarten der Grafiken (a) und (c) sind die akustischen Phasen aller Wandler auf $\pm 20^{\circ}$ (eine Zeile im rekonstruierten Volumen in Ausbreitungsrichtung des Schalls entspricht etwa 20°) abgeglichen. Die daraus resultierende Amplitudenverteilung in den Grafiken (b) und (d) der Abb. 53 zeigt eine gerichtete Schalldruckverteilung vor den Wandlern in Richtung der Schallausbreitung.

Alle 30 Arrays sind dieser Mess- und Einstellungsprozedur unterworfen worden. Dabei konnten die akustischen Phasen aller Wandler mit einer Genauigkeit von $\pm 20^{\circ}$ auf den gleichen Referenzwert im akustischen Feld abgeglichen werden.

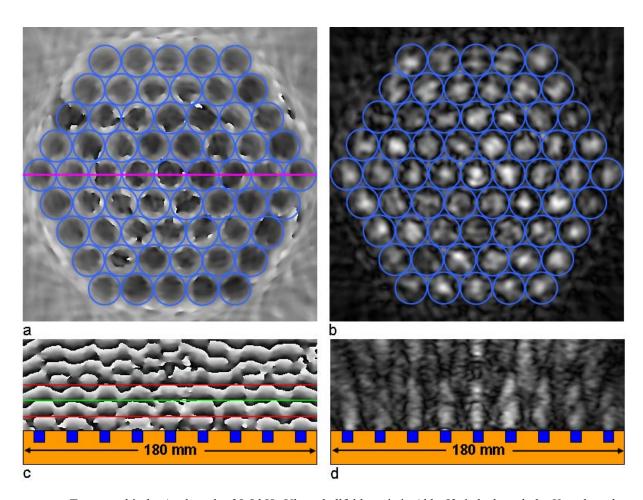


Abb. 53 Tomographische Analyse des 38,5 kHz Ultraschallfeldes wie in Abb. 52, jedoch nach der Korrektur der Phasen der einzelnen PZT-Wandler; Darstellung der Phasenkarte in Graustufen modulo 2π, Darstellung der Amplitudenkarte graustufenkodiert, Schalldruck nimmt mit zunehmendem Grauwert zu, Dynamikumfang der Darstellung 68 dB – 131 dB.

4.5.10 Fazit

Die tomographische Schallfeldanalyse auf Basis einer zeitmittelnden Variante der Videoholografie hat sich als leistungsfähiges Werkzeug für die dreidimensionale Rekonstruktion der Schallfelder von Vielwandlersystemen erwiesen. Eine tomographische Rekonstruktion der videoholografischen Aufnahmen liefert Daten der räumlichen Struktur von Amplitude und Phase in dem dreidimensionalen akustischen Schallfeld vor dem Wandlersystem. Diese Daten sind genutzt worden, um die Schallfelder von Wandlerarrays gezielt zu manipulieren, so wurde damit ein Abgleich der akustischen Phasen auf eine Ebene parallel zur Oberfläche der Wandlerarrays durchgeführt, was mit keiner anderen Technik möglich gewesen wäre.

Da die druckbedingten Änderungen des Brechungsindexes der Luft ziemlich klein sind, funktioniert diese Technik erst bei höheren Schalldrücken. Limitierend ist bei dieser Technik zudem das schlechte Signal-Rausch-Verhältnis der videoholografischen Messdaten, woraus die Notwendigkeit des Mittelns über eine größere Anzahl an Aufnahmen und eine starke Filterung der Messdaten entsteht.

Für die im Rahmen der Zielsetzung dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein existierendes Messsystem verwendet. das lediglich für die tomographischen Schallfelduntersuchungen modifiziert und angepasst wurde. Mit einem speziell entwickelten Messsystem ließe sich daher die Qualität der Ergebnisse steigern. So ließen sich z.B. auch Fehler durch die verwendete Rückrechnung über eine Parallelstrahl-Näherung bei der hier gegebenen Kegelstrahlaufnahmegeometrie vermeiden. indem zBeine Parallelstrahlaufnahmegeometrie implementiert werden würde. Wenn genügend Zeit für die Aufnahme von zusätzlichen Daten bei weiteren Winkeln zur Verfügung steht, könnte alternativ auch eine Kegelstrahlrückrechnung verwendet werden, wobei hier noch zu klären wäre, welcher der vielen zwischenzeitlich entwickelten Algorithmen dafür am Besten geeignet wäre.

5 Das aufgebaute parametrische Wandlersystem und seine Eigenschaften

In Abschnitt 3.4 ist ein Konzept für den Aufbau eines leistungsstarken parametrischen Wandlersystems unter Vermeidung von erkannten Problemen entwickelt worden. In dem vorangehenden Abschnitt ist gezeigt worden, wie der in dem Konzept vorgesehene Phasenabgleich in dem Schallfeld vor dem Wandler mit Hilfe einer optischen Methode vorgenommen wurde. In diesem Kapitel werden nun das aufgebaute parametrische Wandlersystem und seine akustischen Charakteristiken vorgestellt.

5.1 Beschreibung des parametrischen Wandlerarrays

Nach Abstimmung der Phasenlage des abgestrahlten Ultraschalls aller 30 einzelnen Unterarrays mit jeweils 61 PZT-Elementen konnte das endgültige Wandlersystem aufgebaut werden. Die hexagonale Form und das Verstellsystem mit den Aluminiumhülsen, in denen die einzelnen Wandler stecken, erlaubten ein Verkleben der Unterarrays zu einem großen Array (siehe Abb. 54) mit hoher Steifigkeit. Das final aufgebaute parametrische System besteht somit aus insgesamt 1830 Wandlern. Seine Abmessungen betragen 99,2 cm x 94,2 cm, die erreichte Ebenheit der Grundfläche des Arrays weicht mit einem Fehler von < 1 mm vom Optimum ab, so dass keine gravierenden Fehler durch eine Wölbung oder Durchbiegung zu erwaren sind.



Abb. 54 Das aufgebaute parametrische System, Abmessungen: 94,2 cm x 99,2 cm

Die Elemente sind entsprechend Abb. 55 in zwei ineinander verwobene Unterarrays für die getrennte Abstrahlung zweier Ultraschallsignale in zwei Blöcke (Kanal A und Kanal B) verschaltet. Für die vorgesehene Betriebsweise mit zwei separat abgestrahlten Frequenzen (im Folgenden in Kurzform als 2f-Methode bezeichnet), kann jeder Kanal entweder mit einem separaten Verstärker oder aber das Gesamtsystem mit einem zweikanaligen Verstärker angesteuert werden. Mit der 2f-Methode wird sichergestellt, dass die abgestrahlten Ultraschallfrequenzen erst in dem Luftvolumen vor dem Array mischen, womit eine nichtlineare Audioschallerzeugung im elektromechanischen Wandlersystem vermieden wird.

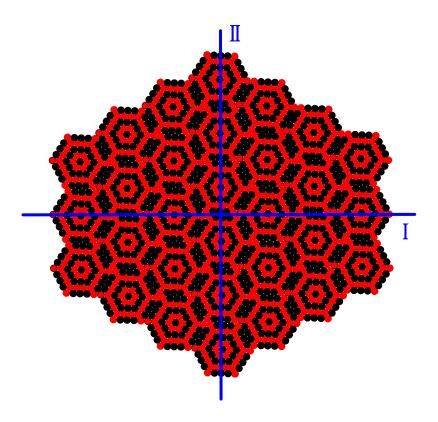


Abb. 55 Aufteilung des Gesamtarrays in zwei ineinander verwobene Teilarrays für die getrennte Abstrahlung zweier Ultraschallsignale; schwarz: Kanal 1, rot: Kanal 2; eingezeichnet sind in blauer Farbe die beiden Hauptachsen I und II; Abmessungen: 99,2 cm x 94,2 cm.

Wie sich gezeigt hat, ist die hohe kapazitive Last der verschalteten Einzelwandler für jeden Verstärker eine gewaltige Herausforderung. Der aufgebaute Class-D Verstärker erreichte während der für die Schallfeldmessungen zur Verfügung stehenden Messzeit im reflexionsarmen Raum nicht die dafür notwendige Dauerstabilität. Die Messungen sind daher mit einer Leihgabe zweier Prototypen-Analogverstärker mit jeweils zwei Kanälen durchgeführt worden. Diese Verstärker sind zwar speziell für solche Lasten konzipiert worden, erreichen jedoch bei der aus insgesamt 1830 PZT-Wandlern resultierenden Last ihr Limit. Die Verschaltung zum Betrieb des Arrays mit diesen Verstärkern erfolgte derart, dass Kanal A des Arrays von einem Verstärker und Kanal B des Arrays von dem zweiten

Verstärker angesteuert wurden. Die Wandlerelemente des Kanals A wie auch des Kanals B sind dabei in etwa hälftig auf die beiden Verstärkerstufen der einzelnen Verstärker aufgeteilt worden, um eine annähernd gleichmäßige Belastung zu erreichen. Die Verstärker werden im Falle des Betriebs mit der 2f-Methode von zwei Funktionsgeneratoren (HP 33120A) gespeist, die die eigentlichen Signale (Sinusfunktion mit der jeweiligen Frequenz) erzeugen. Im Falle der zu Vergleichszwecken eingesetzten, sonst üblichen Amplitudenmodulation kam eine Leihgabe eines entsprechenden AM-Modulators zum Einsatz, der mit einer Audiofrequenz von einem Signalgenerator (HP 33120A) gespeist wurde.

5.2 Akustische Eigenschaften des Wandlersystems

In diesem Abschnitt wird gezeigt und diskutiert, welche akustischen Charakteristiken sich durch die Umsetzung des Konzepts unter Beachtung der Überlegungen zum Messprozess ergeben, das in Abschnitt 3.4 entwickelt worden ist. Auch werden zum Vergleich die akustischen Charakteristiken gezeigt, die sich beim Betrieb des Systems mit der sonst üblichen Amplitudenmodulation ergeben, um die Verbesserung in der Richtcharakteristik durch Vermeidung von Audioschallerzeugung an Nichtlinearitäten der einzelnen PZT-Elemente zu demonstrieren. Da das Gesamtsystem erst nach der Abstimmung der Phasen des akustischen Felds der 30 einzelnen Unterarrays zusammengefügt werden konnte, waren leider keine Vergleichsmessungen möglich, die Aufschluss über die akustischen Charakteristiken des nicht abgestimmten Gesamtsystems geben könnten.

Die Untersuchungen der akustischen Charakteristiken des parametrischen Wandlersystems sind im reflexionsarmen Raum der AG Akustik durchgeführt worden, der ein nutzbares Innenvolumen von etwa 8,50 x 7,00 x 4,00 m³ aufweist und die Anforderungen für Freifeldmessungen bis hinunter zu 50 Hz erfüllt. Angaben zu einer etwaigen Beschränkung der Frequenz nach oben hin liegen nicht vor. Abb. 56 zeigt das aufgebaute parametrische Wandlersystem auf einem Drehtisch in dem reflexionsarmen Raum der Universität Oldenburg.

Untersucht wurden insbesondere die Richtcharakteristik und der Schalldruckpegel sowohl des primär erzeugten Ultraschalls (Frequenzbereich 38 kHz bis 40 kHz) und des sekundär erzeugten Audioschalls in dem für den vorgesehenen Anwendungsfall besonders interessierenden Frequenzbereich von 100 Hz bis 2000 Hz.



Abb. 56 Das parametrische Wandlersystem auf einem Drehtisch im reflexionsarmen Raum der Universität Oldenburg. Im Vordergrund: Mikrofon mit akustischem Filter umhüllt.

5.2.1 Der Messaufbau zur Vermessung der Richtcharakteristik

Für die Messungen kam ein Messsystem basierend auf dem Drehtisch Bruel & Kjaer 9640 mit Kontroller Bruel & Kjaer 5997 zum Einsatz. Auf diesen Drehtisch wurde das Wandlersystem montiert. Als Mikrofon wurde das ½ Zoll Mikro Bruel & Kjaer 4133 ausgewählt, da es sowohl die Erfassung relativ niedriger Schalldrücke im Audioschallbereich (100 Hz – 2000 Hz) wie auch die Erfassung der hohen Schalldrücke im Ultraschallbereich um die 40 kHz erlaubt. Das Mikrofon wurde bei den Messungen der Audioschallcharakteristiken von einem akustischen Filter umhüllt, um es von dem Ultraschall abzuschirmen, eine Maßnahme deren Notwendigkeit in Abschnitt 5.2.4 ausführlich diskutiert wird. Nachgeschaltet ist dem Mikrofon der Signalverstärker Bruel & Kjaer 2610 mit Bandpass Filter Bruel & Kjaer 1617 dessen Filterfrequenz jeweils passend für die gerade zu untersuchende Frequenz eingestellt wurde. Das so verstärkte Mikrofonsignal wurde dann auf einen Eingang der Soundkarte M-Audio Delta Audiophile 2496 (24 Bit / 96 kHz / 2Kanal) gegeben und mit einem PC, der den gesamten Messablauf steuert, aufgenommen. Der Triggerausgang des Drehtischkontrollers wurde mit dem zweiten Signaleingang der Soundkarte verbunden und liefert beim Durchgang durch die 0°-Position ein Signal für den Start des Messwerterfassungsprozesses.

Die Messablaufsteuerung, die Messwerterfassung und die Berechnung der Richtcharakteristik erfolgten mit dem unter Matlab laufenden Skript "Richtcharakteristik(ref0)" der AG Akustik in einer für die M-Audio Soundkarte angepassten Version. Die Winkelausrichtung ist für die Messungen anhand einer zunächst erfolgten Testmessung bei der Audioschallfrequenz von 2000 Hz vorgenommen worden, bei der der Maximalpegel ref0 auf die 0° Position ausgerichtet wurde. Alle weiteren Messungen erfolgten dann anhand dieser Ausrichtung. Der Drehtisch wurde im kontinuierlichen Drehmodus mit 120 s pro Rotation um 360° verwendet. Das MatLab-Skript beginnt mit der Messung bei Erreichen der 0° Position durch das Triggersignal vom Drehtischkontroller, das an dem zweiten Eingang der Soundkarte anliegt. Am Ende der Messung berechnet das Skript die Richtcharakteristik und zeigt diese in Polarkoordinaten an.

Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurde der Pegel mit Hilfe eines auf das Mikrofon abgestimmten Pegeltesters (93,8 dB bei 1 kHz) entsprechend kalibriert. Die Ablesegenauigkeit bei der Ermittlung des jeweils anliegenden Maximalpegels am Messverstärker ist besser als 0,5 dB.

Bei der Vermessung der Richtcharakteristiken des Wandlersystems musste dessen nicht rotationssymmetrischer Aufbau (vgl. Abb. 55) berücksichtigt werden. Aus diesem Grunde sind stets zwei Messungen durchgeführt worden, wobei einmal die Hauptachse I und einmal die Hauptachse II parallel zur Drehachse ausgerichtet wurden.

Bei allen in den folgenden Abschnitten gezeigten Richtcharakteristiken wird aus Vereinfachungsgründen immer nur der Halbraum vor dem Wandler dargestellt, in den die Abstrahlung erfolgt. Bevor auf die Ergebnisse eingegangen wird, werden in dem nächsten Abschnitt zunächst noch einige Aspekte zur Festlegung des Abstands des aufnehmenden Mikrofons von dem Wandlerarray diskutiert.

5.2.2 Messabstand

Für die Charakterisierung des aufgebauten Wandlersystems sind vor allem die Richtwirkung und die erreichten Schalldruckpegel des primär abgestrahlten Ultraschallfeldes und des sekundären, parametrisch erzeugten Audioschallfeldes von Interesse. Bei deren Bestimmung müssen jedoch gewisse Abstände zwischen dem Wandlersystem und dem zur Messung verwendeten Mikrofon berücksichtigt werden, die sich aus theoretischen Überlegungen ableiten lassen. Es folgen daher zunächst entsprechende Betrachtungen für das primäre und das sekundäre Schallfeld.

Bei einer Näherung des Wandlerarrays als kreisförmigen Kolbenstrahler, bei dem die Membran als eine phasenstarr abstrahlende Fläche des primären Ultraschallsignals angenommen wird, ergibt sich eine theoretisch zu erwartende Richtcharakteristik im Fernfeld, d.h. für Messabstände, die groß gegen seinen Radius sind, die nach [35] über den Richtungsfaktor

$$\Gamma_K(\mathcal{G}, \lambda_S) = \frac{2 \cdot J_1((\pi \cdot D/\lambda_s) \cdot \sin(\mathcal{G}))}{(\pi \cdot D/\lambda_s) \cdot \sin(\mathcal{G})}$$
(5.1)

ermittelt werden kann, wobei J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung, D der Membrandurchmesser, λ_S die Schallwellenlänge und \mathcal{G} der Abstrahlwinkel sind. Dieser Berechnung liegt das Huygens'sche Prinzip zu Grunde, bei dem jeder Punkt der abstrahlenden Membran als Ausgangspunkt einer Elementarwelle betrachtet wird, so dass sich der Schalldruck an einem Punkt im Halbraum vor dem Kolbenstrahler als Superposition der Teilschalldrücke aller dieser Ausgangspunkte ergibt. Durch diese Überlagerung der einzelnen Elementarwellen ergibt sich ein Interferenzbild mit räumlich stark schwankenden Schalldrücken vor dem abstrahlenden Wandler. Die Lage und Ausdehnung der dabei entstehenden lokalen Minima und Maxima des Schalldrucks im Feld ist abhängig von den Phasenunterschieden der von den Ausgangspunkten ausgehenden Elementarwellen am jeweiligen Betrachtungspunkt. Für Betrachtungspunkte in großen Entfernungen vom Wandler, dem Fernfeld, sind die Phasenunterschiede so gering, dass sich die Wellen im Wesentlichen konstruktiv überlagern und sich ein ausgedehntes Maximum einstellt, dessen Schalldruck entlang der Mittenachse dann kontinuierlich mit zunehmender Entfernung vom Wandler abnimmt. Die Abgrenzung zwischen Fernfeld und Nahfeld erfolgt über die Nahfeldlänge L_N , die sich nach [35] aus dem Durchmesser D_{ko} des Kolbenstrahlers und der Wellenlänge λ_S des von ihm abgestrahlten Schalls bestimmt:

$$L_N = \frac{D_{ko}^2}{4\lambda_S}. (5.2)$$

Die Nahfeldlänge beschreibt den Ort des letzten Schalldruckmaximums entlang der Mittenachse des Wandlers, der somit auch der Ort des höchsten Schalldrucks ist, vorausgesetzt die Absorption der Schallwelle in der Luft kann über die Strecke der Nahfeldlänge vernachlässigt werden.

Für die Messung der Charakteristiken des vom Wandlerarray abgestrahlten primären Ultraschallsignals bedeutet dies, dass diese in einem Abstand von mindestens der Nahfeldlänge erfolgen sollten. Wird das Wandlerarray aus Vereinfachungsgründen als

Kreisrund mit einem Durchmesser von 97 cm angenommen, so ergibt sich bei den verwendeten primären Ultraschallfrequenzen im Bereich von 38 kHz – 40 kHz nach Gleichung (5.2) eine Nahfeldlänge von bis zu etwa 28 m. Eine solche Messentfernung erlaubt selbst der große hier zur Verfügung stehende reflexionsarme Raum nicht, so dass dafür Messungen im Freien notwendig wären, die im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt wurden.

In dieser Arbeit sind eigentlich auch viel mehr die Charakteristiken des parametrisch erzeugten Audioschalls von Interesse, der nach Gleichung (3.22) im Wesentlichen innerhalb der durch die Absorption bestimmten Wechselwirkungslänge $L_{\alpha}=1/(\alpha_1+\alpha_2)$ erzeugt. Nach [65] ergibt sich bei den verwendeten Ultraschallfrequenzen im Bereich von 38 kHz – 40 kHz und bei angenommenen 40% relativer Luftfeuchte für die Absorptionskoeffizienten ein Wert von $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 0.15 Np/m$, woraus eine effektive Arraylänge von etwa 3,40 m resultiert. Np steht dabei für die dimensionslose Einheit Neper als logarithmisches Maß mit dem natürlichen Logaritmus. Die Audioschall-Charakteristiken sind daher in einem Abstand von 4 m vom Wandlerarray gemessen worden. Da jedoch die Audioschall-Richtcharakteristik von der des primären Ultraschallstrahls abhängig ist, sind in dem gleichen Messabstand auch die Charakteristiken des von dem Wandlerarray primär abgestrahlten Ultraschallsignals bestimmt worden.

5.2.3 Richtcharakteristiken des Wandlerarrays für Ultraschall

In diesem Abschnitt wird die Ultraschall-Richtcharakteristik des Wandlerarrays diskutiert. Das primäre Ultraschallfeld stellt das Quellvolumen für die nichtlineare Erzeugung des Audioschalls dar, so dass dessen Richtcharakteristik maßgeblichen Einfluss auf die des sekundär erzeugten Audioschalls hat.

Zunächst werden die Charakteristiken sowohl für das Gesamtarray als auch getrennt nach Teilarray A und Teilarray B für die Ultraschallfrequenz von 38,5 kHz diskutiert, bei der der Phasenabgleich erfolgt ist (vgl. Abschnitt 4.5.9). Die Ergebnisse werden zudem getrennt danach behandelt, ob bei der Messung die Hauptachse I oder II des Arrays parallel zur Drehachse ausgerichtet war (vgl. Abb. 55).

Zum Schluss dieses Abschnitts wird die prinzipielle Abhängigkeit der Richtcharakteristik von der verwendeten Ultraschallfrequenz für den Bereich von 38 kHz – 40 kHz anhand von Ergebnissen, die an einem Teilarray ermittelt worden sind, diskutiert. Bei dem konzipierten 2f-Betrieb wird ein Teilarray konstant mit einer Frequenz von 38 kHz betrieben, während die Betriebsfrequenz des zweiten Teilarrays um die gewünschte Audiofrequenz höher ist. Eine wesentliche Änderung der Ultraschallrichtcharakteristik bei Änderung der Frequenz würde zu einer Verschlechterung der Überlagerung der beiden Ultraschallfelder führen, die

idealerweise möglichst gut übereinander liegen sollten, um eine optimale Mischung der beiden Ultraschallsignale zu erreichen.

Die in Abb. 57 dargestellte Richtcharakteristik des Gesamtarrays für die Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse zeigt eine stark ausgeprägte Vorwärtsabstrahlung in einem Öffnungswinkelbereich von etwa \pm 10° zur 0° Position. Daneben finden sich zwei kleinere, wenig ausgeprägte Nebenkeulen bei etwa \pm 61°. Da der Hauptabstrahlungsbereich durch die vielen einzelnen Peaks zerklüftet ist, wird deren Einhüllende als Kriterium für die Bestimmung der -3dB Winkelbreite herangezogen, womit sich dann ein Wert von etwa 12° ergibt. Der als Maximalwert gemessene Schalldruckpegel der Hauptkeule beträgt etwa 129 dB.

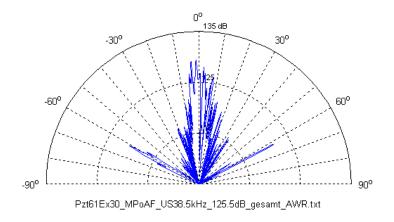


Abb. 57 Ultraschall Richtcharakteristik des Gesamtarrays bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Im Vergleich dazu zeigt die Richtcharakteristik für die Ausrichtung der Hauptachse I parallel zur Drehachse in Abb. 58 ein etwas anderes Bild. Hier sind eine eindeutige, sehr schmale Hauptkeule mit einer Winkelbreite von weniger als 3° sowie zwei Bereiche, deren Einhüllenden Nebenkeulen bei etwa -25° und +35° bilden, zu sehen. Der als Maximalwert gemessene Schalldruckpegel der Hauptkeule beträgt bei dieser Ausrichtung etwa 132 dB und weicht damit von dem vorher bestimmten ab. Der Grund dafür ist, dass bei dem Wechsel der Ausrichtung der Hauptachsen schon die kleinsten Ungenauigkeiten bei der Neu-Ausrichtung des Arrays dazu führen, dass in dem stark fluktuierenden Schalldruckfeld nicht mehr zwangsläufig über die gleichen, schmalen Peaks gemessen wird.

Die gemessenen Richtcharakteristiken und insbesondere die Abweichungen für die unterschiedliche Ausrichtung der Hauptachsen der Wandlerarrays zur Drehachse sind - auch unter Würdigung der Tatsache, dass sie nicht im Fernfeld aufgenommen wurden - zunächst einmal nicht verständlich. Im Fernfeld würde sich bei Näherung des Gesamtarrays als Kolbenstrahler aufgrund der Relation von abgestrahlter Ultraschallwellenlänge von etwa

9 mm zum Durchmesser des Arrays von knapp 1 m eine schmale Richtkeule mit einer Breite im Bereich von wenigen Grad ergeben. Jedoch würde dabei außer Acht gelassen, dass der Mittenabstand der PZT-Wandler im Array 20 mm beträgt und damit deutlich größer ist als die halbe Wellenlänge von etwa 4,5 mm, womit eine Näherung als phasensynchron abstrahlende Fläche nicht mehr zulässig ist.

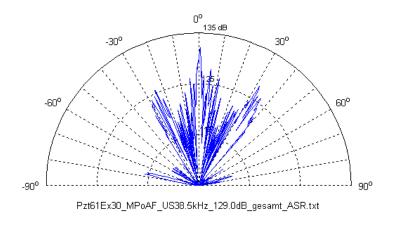


Abb. 58 Ultraschall Richtcharakteristik des Gesamtarrays bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse I parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Um die gemessenen Richtcharakteristiken besser einordnen und verstehen zu können, sind daher Simulationsrechnungen durchgeführt worden, deren Ergebnisse sich zwar auch auf das Fernfeld beziehen, jedoch Hinweise zum Verständnis der gemessenen Charakteristiken erlauben. Für die Simulationsrechnungen ist ein Programm der AG Signalverarbeitung eingesetzt worden, das üblicherweise für die Simulation der Richtcharakteristik von Mikrofonarrays verwendet wird [63], [64], quasi ein Analogon zur Abstrahlungscharakteristik von Wandlerarrays. Für die Simulation sind die einzelnen PZT-Wandler als Punktquellen mit kugelsymmetrischer Abstrahlung und identischem Schalldruck angenommen worden, deren Positionen entsprechend der Mittelpunkte der PZT-Wandler im Gesamtarray angeordnet und den Teilarrays A und B gemäß Abb. 55 zugeordnet wurden. Die Software erlaubt auch die Simulation der Richtcharakteristik mit einer zufällig verteilten Phasenstreuung zwischen den Einzelwandlern mit einem einstellbaren Maximalwert.

Die Simulationsrechnung ergab für das Gesamtarray bei Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse die in Abb. 59 gezeigte Abstrahlcharakteristik für ein Ultraschallsignal mit einer Frequenz von 38,5 kHz bei phasensynchroner Abstrahlung aller Einzelwandler. Die 0° Position der Mittenachse senkrecht befindet sich bei zum Array den Simulationsergebnissen entgegen den bisher gezeigten Richtcharakteristiken auf der rechten Seite der Grafik, so dass der Halbraum, der von eigentlichem Interesse ist und dem bisher gezeigten Raumbereich entspricht, rechts von der durch die Winkel 90° und 270° gezogenen Mittellinie zu finden ist. Deutlich sind neben der Hauptkeule bei 0° zwei Nebenkeulen in gleicher Größe bei etwa \pm 61° von der 0° Position zu sehen. Diese Nebenkeulen finden sich unter den gleichen Winkelwerten, jedoch mit deutlich geringerer Stärke in der gemessenen Richtcharakteristik der Abb. 57 wieder. Die Simulationsrechnung mit einer zufällig verteilten Phasenstreuung mit dem bei dem vorliegenden Array zugelassenen Maximalwert von 40° zwischen den Einzelwandlern, liefert das gleiche Ergebnis, jedoch mit einem um etwa 2 dB reduziertem Schalldruckpegel der Abstrahlungskeulen.

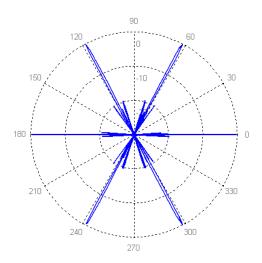


Abb. 59 Simulationsergebnis der Abstrahlungscharakteristik bei 38,5 kHz für die Ausrichtung der Hauptachse II des Wandlerarrays parallel zur Drehachse.

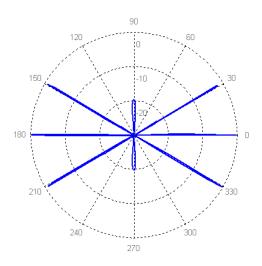


Abb. 60 Simulationsergebnis der Abstrahlungscharakteristik bei 38,5 kHz für die Ausrichtung der Hauptachse I des Wandlerarrays parallel zur Drehachse.

Für die Ausrichtung der Hauptachse I parallel zur Drehachse zeigt die Simulationsrechnung bei der Frequenz von 38,5 kHz die in Abb. 60 gezeigte Abstrahlcharakteristik. Auch hier sind neben der Hauptkeule bei 0° zwei Nebenkeulen mit nahezu gleichem Pegel zu sehen, hier jedoch bei etwa \pm 31° zur 0° Position. Auch diese Nebenkeulen passen von ihren Winkeln bis auf einen gesamten Versatz von 5° zu denen der gemessenen Richtcharakteristik der Abb. 58.

Auch hier führt die Simulationsrechnung mit einer zufällig verteilten Phasenstreuung von 40° zwischen den Einzelwandlern zu der gleichen Richtcharakteristik mit einem um etwa 2 dB reduzierten Schalldruckpegel der Abstrahlungskeulen. Auch wenn sich die Ergebnisse der Simulationsrechnungen auf das Fernfeld beziehen, so bestätigen sie dennoch die im Übergangsbereich gemessenen Richtcharakteristiken in ihren Grundzügen. Die vorhandenen Abweichungen sind im Wesentlichen darin begründet, dass nicht im Fernfeld gemessen worden ist und dass die PZT-Wandler keine Punktquellen mit kugelsymmetrischer Abstrahlung und identischem Schalldruck sind, wie für die Berechnungen angenommen wurde.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zeigen zudem, dass die deutlich voneinander abweichenden Charakteristiken für die unterschiedliche Ausrichtungen der Hauptachsen des Arrays zur Drehachse in den damit verbundenen unterschiedlichen Geometrien der Wandleranordnungen begründet sind.

Weitere Simulationsrechnungen unter der Annahme einer zufällig verteilten Phasenabstrahlung zwischen den Einzelwandlern im Gesamtarray zeigen mit zunehmendem Maximalwert des Phasenunterschieds einen deutlichen Abfall der Pegelwerte der auftretenden Keulen. So führt ein maximal zugelassener Wert der Phasenunterschiede von 90° bereits zu einer Abnahme der Pegelwerte von etwa 10 dB, eine Phasenabweichung von maximal 120° zu einer Abnahme von etwa 17 dB, wobei in beiden Fällen die Abstrahlungskeulen noch unter den gleichen Winkeln, wie vorstehend berichtet, beobachtet werden. Bei größeren Werten der zugelassenen Phasenabweichungen treten weitere Nebenkeulen auf und die Abstrahlung wird zunehmend Ungerichteter. Die Pegelwerte der Abstrahlungskeulen liegen dann um mehr als 25 dB niedriger als bei optimaler Abstrahlung. Die Ergebnisse der Simulationsrechnung bestätigen damit direkt noch einmal die dem Konzept des Phasenabgleichs aller Einzelwandler im akustischen Feld zugrunde liegenden Überlegungen des Abschnitts 3.4.2.

Im Folgenden werden die Ultraschall-Richtcharakteristiken der Teilarrays A und B bei 38,5 kHz gezeigt, von denen die beiden zur Mischung verwendeten Ultraschallsignale abgestrahlt werden. Abb. 61 und Abb. 62 zeigen die Ultraschallgetrennt Richtcharakteristiken des Teilarrays A, die Abb. 63 und Abb. 64 die des Teilarrays B, wiederum getrennt nach Ausrichtung der Hauptachsen zur Drehachse. Die schon bei den Richtcharakteristiken für das Gesamtarray diskutierten signifikanten Abstrahlungswinkel der Nebenkeulen von etwa 61° bzw. 31° treten hier genau so auf. Auch wenn in allen Fällen eine Ähnlichkeit zu den entsprechenden Richtcharakteristiken des Gesamtarrays zu beobachten ist, so treten hier zwischen den Hauptkeulen einzelne Spitzen mit relativ hohen Schalldrücken viel stärker in Erscheinung. Unter Zugrundlegung der Einhüllenden der Werte um die 0° Position ergeben sich für die Winkelbreiten der Hauptabstrahlungskeulen Werte von etwa 3° bei Ausrichtung der Hauptachse I und von etwa 12° bei Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse.

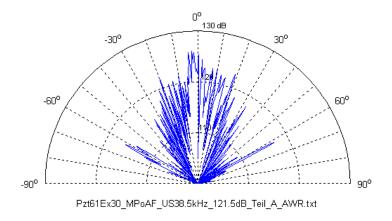


Abb. 61 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays A bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m, radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

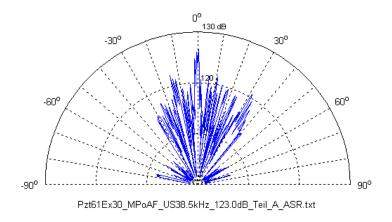


Abb. 62 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays A bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse I parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m, radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

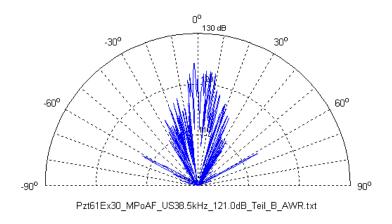


Abb. 63 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays B bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

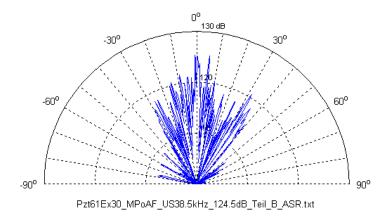


Abb. 64 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays B bei 38,5 kHz und Ausrichtung der Hauptachse I parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Von den dazu durchgeführten Simulationsrechnungen für die Teilarrays A und B sind in Abb. 65 und Abb. 66 die Richtcharakteristiken für die Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse zu sehen, die in Bezug auf die Winkel der Hauptabstrahlungskeulen die Messungen wiederum bestätigen

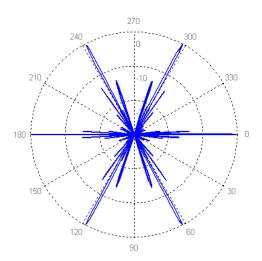


Abb. 65 Simulationsergebnis der Abstrahlungscharakteristik für das Teilarray A bei 38,5 kHz bei Ausrichtung der Hauptachse II des Wandlerarrays parallel zur Drehachse.

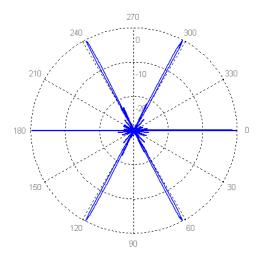


Abb. 66 Simulationsergebnis der Abstrahlungscharakteristik für das Teilarray B bei 38,5 kHz bei Ausrichtung der Hauptachse II des Wandlerarrays parallel zur Drehachse.

Da bei der vorgesehenen Betriebsweise zwei verschiedene Ultraschallfrequenzen von den zwei ineinander verwobenen Teilarrays abgestrahlt werden sollen, um in der Luft deren Differenzfrequenz als Audioschallsignal zu erzeugen, ist auch noch die Änderung der Abstrahlungscharakteristik bei Änderung der Ultraschallfrequenz von Interesse. Um die für die vorgesehene Anwendung benötigten unterschiedlichen Audiofrequenzen zu erhalten, wird die eine Ultraschallfrequenz konstant bei 38 kHz belassen, während sich die zweite Frequenz aus der ersten Ultraschallfrequenz zuzüglich der gewünschten Audioschallfrequenz ergibt.

Die ermittelten Richtcharakteristiken des Ultraschalls in dem Bereich von 38 kHz – 40 kHz sehen prinzipiell sehr ähnlich aus, so dass keine wesentlichen Verschlechterungen bei Überlagerung der akustischen Felder zweier unterschiedlicher Ultraschallfrequenzen in diesem Frequenzbereich zu erwarten sind. Zur Veranschaulichung werden im Folgenden exemplarisch die Richtcharakteristiken für das Teilarray A für die Ausrichtung der Hauptachse II senkrecht zur Drehachse bei Änderung der Ultraschallfrequenz gezeigt.

Die Abb. 67, Abb. 68 und Abb. 69 stellen die Richtcharakteristiken für die Ultraschallfrequenzen von 38,0 kHz, 39,0 kHz und 40,0 kHz dar. Auch wenn sie große Ähnlichkeiten miteinander aufweisen, so unterscheiden sie sich doch in ihren Feinstrukturen. Auch ändern sich die Winkel unter denen die Nebenkeulen zu beobachten sind. Treten sie bei der Frequenz von 38 kHz bei etwa 62° auf, so sind es bei 39 kHz etwa 60° und bei 40 kHz nur noch etwa 58°. Mit ansteigender Frequenz werden die Winkel, unter denen sich die Nebenkeulen ausbilden, also kleiner, was auch durch Simulationsrechnungen bestätigt werden konnte.

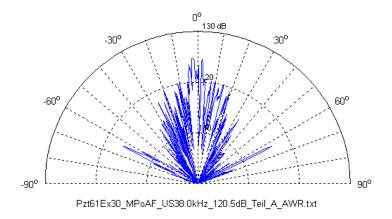


Abb. 67 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays A bei 38,0 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

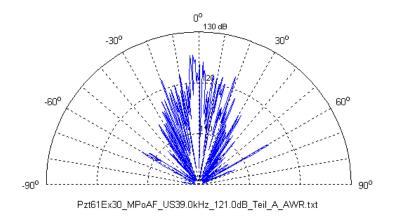


Abb. 68 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays A bei 39,0 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

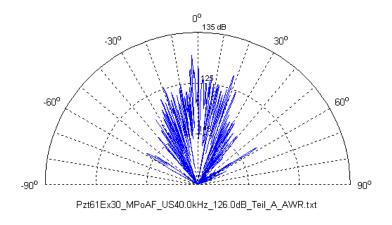


Abb. 69 Ultraschall Richtcharakteristik des Teilarrays A bei 40,0 kHz und Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse; Messabstand 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten .

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass das Wandlerarray auch schon bei dem hier verwendeten Messabstand von 4 m, der noch nicht im Fernfeld liegt, eine mindestens

befriedigende Ultraschall-Richtwirkung aufweist. Damit wird der Erfolg des im Abschnitt 3.4.2 konzipierten und im Abschnitt 4.5.9 mit Hilfe der tomographisch-interferometrischen Methode durchgeführten Abgleichs der Phasenlage der Einzelwandler im akustischen Feld untermauert. Die Winkelbreiten bei halber Leistung erwiesen sich dabei als abhängig von der Ausrichtung des Wandlerarrays. Für die Ausrichtung der Hauptachse I zur Drehachse ergab sich eine Winkelbreite von etwa 12°, für die Ausrichtung der Hauptachse II eine Winkelbreite von etwa 3°. Der Grund dafür liegt in dem nicht rotationssymmetrischen Aufbau des Wandlerarrays, mit voneinander abweichenden Geometrien der Wandleranordnungen entlang der beiden Hauptachsen, was durch entsprechende Simulationsrechnungen bestätigt werden konnte. Die resultierenden Richtcharakteristiken ergeben sich durch die kohärente Überlagerung der Beiträge der Einzelwandler. Da der Mittenabstand der Wandler mit 20 mm deutlich größer ist als die halbe Wellenlänge des abgestrahlten Ultraschallsignals mit etwa 4,5 mm, kann die Richtcharakteristik nicht durch eine phasenstarr abstrahlende Flächenmembran gleicher Größe näherungsweise beschrieben werden.

Die beiden Ultraschallfelder, die im 2f-Betrieb aus der getrennten Abstrahlung zweier Ultraschallsignale aus ineinander verwobenen Teilarrays resultieren, zeigen eine gute Überdeckung. Die Richtcharakteristiken der Teilarrays weisen zwar eine Abhängigkeit von der Ultraschallfrequenz auf, die Änderungen, die sich in dem Frequenzbereich von 38 kHz – 40 kHz ergeben, sind jedoch sehr klein, so dass eine gute Mischung der beiden primären Ultraschallsignale gewährleistet ist.

Bevor nun zu den besonders interessierenden Richtcharakteristiken im Audioschallbereich übergegangen werden kann, wird zunächst auf die Problematik der Messung von Audioschall in Gegenwart eines viel stärkeren Ultraschallsignals näher eingegangen.

5.2.4 Ultraschallunterdrückung zur verlässlichen Audioschall-Messung

Bei der Auseinandersetzung mit der Literatur zum Thema Parametrischer Systeme (vgl. Abschnitt 3), fanden sich zum Teil unverständliche und zu theoretischen Überlegungen im Widerspruch stehende Publikationen von Richtcharakteristiken und Schalldruckpegeln realer Systeme. Ein schon in Abschnitt 3.3.2 vermuteter Grund dafür könnte auch in dem Problem der Messung von Audioschall mit niedrigem Schalldruck in Gegenwart eines mit der Audiofrequenz modulierten Ultraschallfeldes mit hohem Schalldruck liegen. Dieses Problem wird in diesem Abschnitt näher untersucht.

Üblicherweise würde bei der Messung eines Audiosignals in Gegenwart eines Ultraschallsignals mittels eines Mikrofons für die Trennung des Audioschallanteils von dem des Ultraschalls ein passendes elektronisches Filter hinter dem Mikrofonverstärker eingesetzt werden. Ein solches Vorgehen ließe jedoch außer Betracht, dass das Mikrofon selbst auch

eine gewisse Nichtlinearität aufweist, an der Audioschall aus dem starken Ultraschallsignal erzeugt wird, das ja mit genau der Audiofrequenz die es zu messen gilt, moduliert ist. Angenommen das Mikrofon weist einen Klirrfaktor von 1 % im Bereich von 40 kHz auf, so würde an der Nichtlinearität des Mikrofons aus einem mit der Audiofrequenz modulierten Ultraschallsignal mit einem Pegel von 130 dB ein Audiosignal mit einem Pegel von 90 dB (- 40 dB Klirrdämpfung: $\Theta_{klirr} = 20 \log (\varsigma_{klirr}/100)$, mit dem Klirrfaktor $\varsigma_{klirr} = 1$) erzeugt werden. Dieses Signal würde in das gesamte Audiosignal eingehen, da es nicht herausgefiltert werden kann. Es würde also das Ergebnis verfälschen, da es nicht in der Luft, sondern erst am Mikrofon erzeugt worden ist. Dies ist umso problematischer, desto niedriger die tatsächlichen Schalldruckpegel des in der Luft erzeugten Audioschalls sind. Da die zu erwartenden Schalldrücke des sekundären Audioschalls p_{aud} von dem Quadrat der Differenzfrequenz und damit von dem Quadrat der Audiofrequenz ($p_{aud} \propto (\omega_1 - \omega_2)^2 = \omega_{aud}^2$) abhängen, macht sich dieser Effekt besonders stark bei den tiefen Audiofrequenzen bemerkbar (vgl. Abschnitt 3.2.3).

Es muss also Sorge dafür getragen werden, dass am elektroakustischen Mikrofonsystem kein Audioschall aus dem Ultraschall demoduliert wird. Eine denkbar einfache Lösung wäre, die Membran des Mikrofons nicht parallel sondern senkrecht zur Wellenfront des abgestrahlten Schallfelds auszurichten, womit die Membran nicht mehr gleichphasig, sondern von mehr als 2π variierenden Teilsignalen angeregt werden würde. Damit könnte das Ultraschallfeld bei einer Frequenz im Bereich von 38 kHz mit einer Wellenlänge von etwa 9 mm zeitlich nicht mehr vollständig aufgelöst werden, sondern es würde über die Membranfläche mit einem Durchmesser von ½ Zoll, also rd. 12,7 mm, gemittelt werden. Diese Maßnahme reicht jedoch bei weitem nicht aus, wie in den folgenden Messungen gezeigt wird. Es wurde daher ein passendes akustisches Filter gesucht, mit dem das Mikrofon umhüllt wird. Dieses akustische Filter sollte im Ultraschallbereich um 38 kHz eine hohe, bei den Audioschallfrequenzen jedoch eine möglichst niedrige Dämpfung aufweisen. Es wurden verschiedene Materialien erprobt, ein Schaumstoff erwies sich als besonders geeignet, da er für den interessierenden Audioschallbereich von 100 Hz bis 2000 Hz eine sehr niedrige Dämpfung von < 1 dB und im Ultraschallbereich von 38 kHz eine Dämpfung von etwa 46 dB aufwies.

Mit diesem akustischen Filter wurde wirkungsvoll die Erzeugung von Audioschall am Mikrofon verhindert. Die nachfolgende Dokumentation der Abhängigkeit der gemessenen Richtcharakteristik von der Messweise dient lediglich der Veranschaulichung der in diesem Abschnitt diskutierten Problematik, die hier zum Teil schon gezeigten Audioschall-Richtcharakteristiken werden erst in Abschnitt 5.2.5 ausführlich diskutiert.

Im Folgenden werden gemessene Richtcharakteristiken in Abhängigkeit von der Messweise dargestellt, um die zuvor erläuterte Problematik der Messung von Audioschall mit niedrigem

Schalldruck in Gegenwart eines mit der Audiofrequenz modulierten Ultraschallfeldes mit hohem Schalldruck zu illustrieren. Aufgrund der vorhergesagten Abhängigkeit des Audioschalldrucks von dem Quadrat seiner Frequenz, die der Differenzfrequenz der beiden Ultraschallsignale entspricht, werden Ergebnisse exemplarisch für die vier Audioschallfrequenzen von 100 Hz, 500 Hz, 1000 Hz und 2000 Hz gezeigt. Die Darstellungen beschränken sich der Übersichtlichkeit halber auf die Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse, für die andere Ausrichtung gilt entsprechendes. Für jede Audiofrequenz werden in einer Abbildung in den beiden oberen Zeilen die Ergebnisse ohne akustisches Filter, einmal mit dem Mikrofon parallel (MPoAF) und einmal mit dem Mikrofon senkrecht (MSoAF) zur Wellenfront, und in der unteren Zeile das Ergebnisse mit akustischem Filter und dem Mikrofon parallel (MPmAF) zur Wellenfront, gezeigt.

Bei allen Messungen wurde zusätzlich ein elektronisches Bandpassfilter eingesetzt, dessen Mittenfrequenz mit einer Bandbreite von 1/3 Oktave auf die zu messende Audiofrequenz eingestellt wurde, um den verbliebenen Ultraschallanteil am Messsignal herauszufiltern.

In Abb. 70 sind die auf unterschiedliche Weise gemessenen Richtcharakteristiken für eine Audioschallfrequenz von 100 Hz gezeigt. Beim Vergleich der Grafiken der beiden oberen Zeilen, die ohne akustisches Filter gemessen worden sind, fällt zunächst einmal auf, dass die Veränderung der Position der Mikrofonmembran von parallel zu senkrecht zur Wellenfront zu einer Reduktion des maximal gemessenen Audioschallpegels um etwa 28 dB führt, die gemessene Richtcharakteristik ansonsten aber nahezu unverändert bleibt. Unter der Annahme, dass das gemessene Audioschallsignal im Wesentlichen an der Nichtlinearität des Mikrofons aus dem Ultraschallsignal erzeugt worden ist, ist verständlich, das die Veränderung der Ausrichtung des Mikrofons von parallel auf senkrecht zur Wellenfront zu einer räumlichen Mittelung des Ultraschallsignals über die Fläche der Mikrofonmembran führt, die im ersten Fall gleichphasig, im zweiten Fall von mehr als 2π variierenden Teilsignalen angeregt wird, und es zu einer deutlichen Reduktion des gemessenen Pegels kommt. Es verbleibt jedoch noch ein gemessener Audioschalldruckpegel von bis zu etwa 63 dB in der Spitze. Es ist auch einleuchtend, dass die Struktur der Richtcharakteristik erhalten bleibt, da sowohl der im Luftvolumen als auch der im Mikrofon durch Nichtlinearitäten erzeugte Audioschall proportional zum jeweils in diese Richtung abgestrahlten Ultraschall sind.

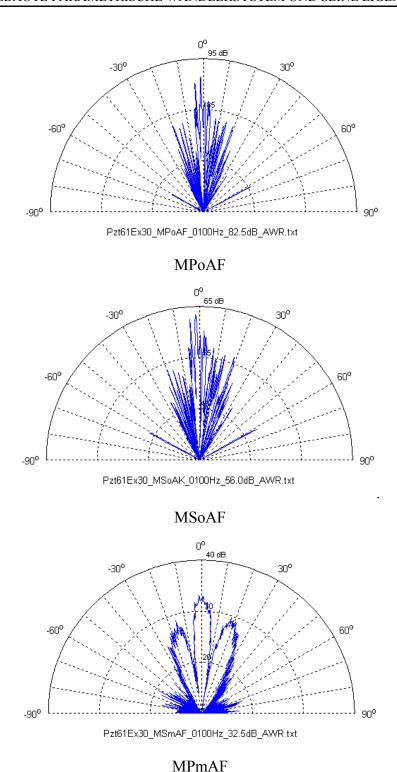


Abb. 70 Richtcharakteristiken für eine Audioschallfrequenz von 100 Hz bei unterschiedlicher Messweise; von oben: MPoAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MSoAF: Mikrofon senkrecht zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MPmAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront und mit

akustischem Filter; Messabstand: 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in $10~\mathrm{dB}$ Schritten.

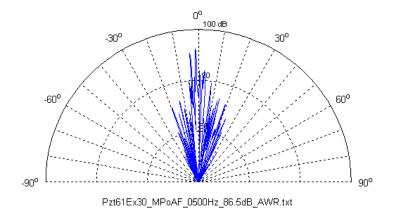
Im Vergleich dazu zeigt die Richtcharakteristik, die mit akustischem Filter gemessen worden ist (Abb. 70 unten), ein deutlich anderes Bild: Es finden sich eine Hauptkeule mit einem Maximalpegel von 32,5 dB und zwei leicht verrauschte Nebenkeulen. Offensichtlich wird

durch das akustische Filter das Ultraschallsignal so stark gedämpft, dass das an der Nichtlinearität des Mikrofons erzeugte Audioschallsignal kleiner ist als das in der Luft erzeugte und hier in der Tat im Wesentlichen das in der Luft erzeugte Audioschallsignal mit der Frequenz von 100 Hz gemessen wird.

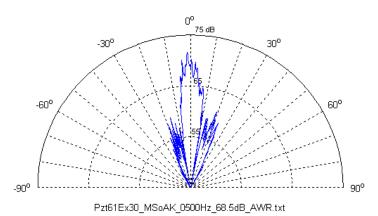
Auch wenn hier bereits gefolgert werden kann, dass das akustische Filter essenziell wichtig für eine korrekte Messung der Audioschall-Charakteristik eines parametrischen Systems ist, werden im Folgenden weitere Daten gezeigt, um einerseits die Konkurrenz der beiden nichtlinear in der Luft und am Mikrofon erzeugten Signalanteile bei unterschiedlichen Audioschallfrequenzen zu illustrieren, andererseits aber auch, um vorhergehende Publikationen zu Richtcharakteristiken von parametrischen Systemen, bei denen diese Problematik vielleicht nicht in ausreichendem Maße bedacht worden ist, besser einordnen zu können.

Auch bei der Audioschallfrequenz von 500 Hz (Abb. 71) reduziert sich bei den ohne akustisches Filter aufgenommenen Richtcharakteristiken (die beiden oberen Grafiken) der Audioschallpegel durch die Veränderung der Position der Mikrofonmembran von parallel zu senkrecht zur Wellenfront (hier um etwa 27 dB). Die Richtcharakteristiken sehen jedoch deutlich voneinander abweichend aus. Im Fall der senkrecht zur Wellenfront ausgerichteten Mikrofonmembran findet sich um die 0° Position ein verbreiterter Bereich mit zwei andeutungsweise erkennbaren Nebenkeulen. Ein Vergleich mit der unter Einsatz des akustischen Filters gewonnenen Charakteristik (untere Grafik der Abb. 71) lässt den Schluss zu, dass bei dieser Audiofrequenz schon ein Teil des Messsignals durch die nichtlineare Wechselwirkung in der Luft erzeugt wird. Dies ist auch plausibel, da der Schalldruck des in der Luft erzeugten Audiosignals proportional mit dem Quadrat der Audiofrequenz ansteigt. Die Richtcharakteristik, die mit akustischem Filter ermittelt worden ist, zeigt eine nicht verrauschte Hauptkeule der Abstrahlung mit zwei ebenfalls nicht verrauschten Nebenkeulen. Bei Verwendung des akustischen Filters dominiert bei dieser Frequenz offensichtlich das nichtlinear in der Luft erzeugte Audiosignal stark über dem am Mikrofon erzeugten, so dass die Ultraschallrichtcharakteristik mit ihren vielen Spitzen das Messsignal nicht mehr merklich beeinflusst.

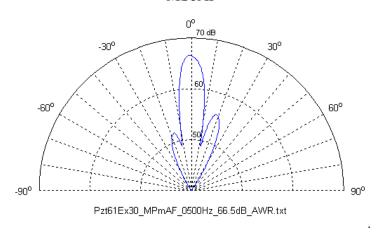
Bei der Audioschallfrequenz von 1000 Hz (Abb. 72) wird die Richtcharakteristik, die ohne akustisches Filter aber mit senkrecht zur Wellenfront stehender Mikrofonmembran gemessen worden ist, der mit akustischem Filter gemessen nochmals ähnlicher. Sie wird auch zunehmend weniger stark verrauscht, da der Anteil des nichtlinear in der Luft erzeugten Audioschallsignals am gemessenen Gesamtsignal mit der Frequenz weiter ansteigt. Hingegen ergibt die Messung ohne akustisches Filter und mit Mikrofonmembran senkrecht zur Wellenfront immer noch eine deutlich davon abweichende Charakteristik.



MPoAF

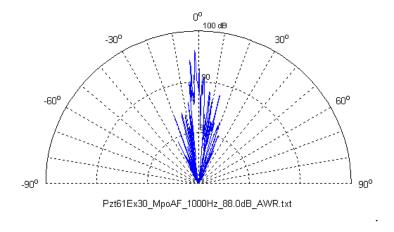


MSoAF

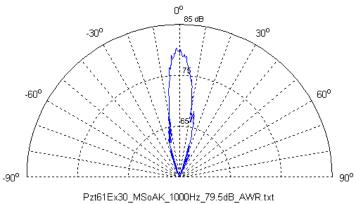


MPmAF

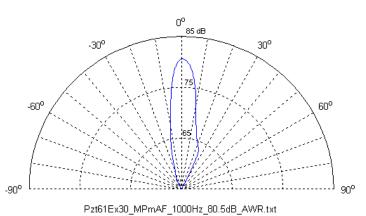
Abb. 71 Richtcharakteristiken für eine Audioschallfrequenz von 500 Hz bei unterschiedlicher Messweise; von oben: MPoAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MSoAF: Mikrofon senkrecht zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MPmAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront und mit akustischem Filter; Messabstand: 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.



MPoAF

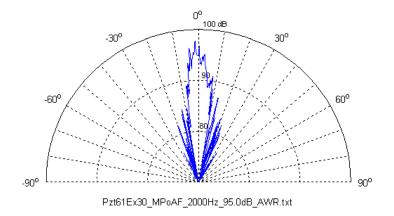


MSoAF

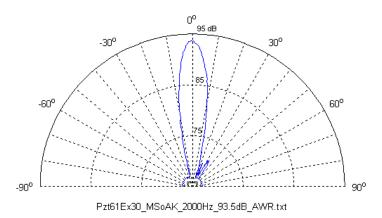


MPmAF

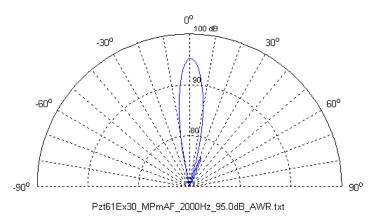
Abb. 72 Richtcharakteristiken für eine Audioschallfrequenz von 1000 Hz bei unterschiedlicher Messweise; von oben: MPoAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MSoAF: Mikrofon senkrecht zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MPmAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront und mit akustischem Filter; Messabstand: 4 m; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.



MPoAF



MSoAF



MPmAF

Abb. 73 Richtcharakteristiken für eine Audioschallfrequenz von 2000 Hz bei unterschiedlicher Messweise; von oben: MPoAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront, ohne akustisches Filter, MSoAF: Mikrofon senkrecht zur Wellenfront. ohne akustisches Filter, MPmAF: Mikrofon parallel zur Wellenfront und mit akustischem Filter; Messabstand: 4 m, radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Auch bei den in Abb. 73 gezeigten Richtcharakteristiken der Audioschallfrequenz von 2000 Hz setzt sich der vorher beschriebene Trend weiter fort. Der Verlauf der Richtcharakteristik der Messung mit dem Mikrofon parallel zur Wellenfront und ohne

akustisches Filter (MPoAF) zeigt daher nun auch schon einen ähnlichen Verlauf wie die anderen Aufnahmen, ist aber noch deutlich von dem Audioschallanteil, der an der Nichtlinearität des Mikrofons erzeugt wird, überlagert. Die anderen beiden gezeigten Verläufe der gemessenen Richtcharakteristiken sind von der Form nahezu identisch.

Als Resultat lässt sich festhalten, dass bei der Vermessung der Audioschall-Charakteristiken eines parametrischen Systems besondere Vorkehrungen zu treffen sind, um den sekundär in der Luft erzeugten Audioschall mit seinem relativ niedrigen Schalldruck in Gegenwart des noch vorhandenen Ultraschalls mit seinem dann immer noch relativ hohen Schalldruck richtig zu bestimmen. Dies ist bei früheren Messungen aus der Literatur nicht immer genügend beachtet worden.

Wenn viel Ultraschall das Mikrofon erreicht, führen dessen Nichtlinearitäten je nach gewählter Ausrichtung parallel oder senkrecht zur Wellenfront zu einem unterschiedlich starken Beitrag zum gemessenen Gesamtaudiosignal, der sich elektronisch nicht herausfiltern lässt. Das aufgenommene Gesamtaudiosignal setzt sich daher zusammen aus Beiträgen des an der Nichtlinearität des Mikrofons erzeugten und dem in der Luft an dessen Nichtlinearität erzeugten Audioschalls, der von eigentlichem Interesse ist. Während der durch Nichtlinearitäten an dem Mikrofon aus dem Ultraschall erzeugte Audiosignalbeitrag sich mit dem Schalldruck des primären Ultraschallfeldes ändert und deswegen auch dessen Richtcharakteristik wiedergibt, hängt der Schalldruck des in der Luft an dessen Nichtlinearität erzeugten Audioschallsignals proportional von dem Quadrat der Differenzfrequenz ab. Dies führt bei den Frequenzen unterhalb von 2000 Hz dazu, dass mit abnehmender Frequenz der relative Anteil des an der Nichtlinearität des Mikrofons erzeugten Audioschallsignals am Gesamtsignal immer stärker zunimmt. Aufgenommene Richtcharakteristiken werden daher dahingehend verfälscht, dass sie zunehmend die Eigenschaften des primären Ultraschallfeldes und nicht die des sekundären und eigentlich interessierenden Audioschallsfeldes zeigen.

Nur der Einsatz eines geeignet gewählten akustischen Filters, das für die Ultraschallfrequenzen eine hohe Dämpfung aufweist, kann die Erzeugung von Audioschall durch Nichtlinearitäten an dem Messmikrofon - und damit eine Falschmessung - wirksam verhindern. Die Dämpfung des Ultraschalls durch eine Ausrichtung des Mikrofons senkrecht zur Ultraschallwellenfront reicht bei dem hier verwendeten ½ Zoll-Mikrofon nicht aus.

Mit diesem Ergebnis sind auch die zunächst unverständlichen Ergebnisse von Pompei [33] erklärbar. Er weist zwar darauf hin, dass Standard-Audio-Mikrofone wegen eigener Nichtlinearitäten und der damit verbundenen Erzeugung von Audioschall für solche Messungen nicht geeignet sind, weshalb er das bis in den hohen Frequenzbereich hinein lineare Mikrofon B&K 4138 verwendet, das aber wohl eben doch bei den hohen Ultraschalldrücken Nichtlinearitäten aufweist. So dürften seine extrem schmalen

Richtcharakteristiken für die niedrigen Audiofrequenzen in Wirklichkeit die des primären Ultraschallfeldes wiedergeben und die angegebenen Schalldrücke sich auf die nichtlineare Erzeugung von Audioschall an dem Mikrofon beziehen.

5.2.5 Leistungstest des Wandler-Arrays: Audioschall-Richtcharakteristiken

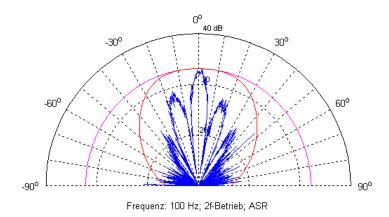
Der vorhergehende Abschnitt hat bereits eine Reihe von Richtcharakteristiken des Wandlersystems geliefert und die Aufnahmebedingungen festgelegt (akustisches Filter und Mikrofon parallel zur Wellenfront, elektronisches Bandpassfilter). In diesem Abschnitt werden die gemessenen Richtcharakteristiken systematisch in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz und – wegen des nicht rotationssymmetrischen Aufbaus des Arrays – der Ausrichtung der Hauptachsen des Arrays zur Drehachse gezeigt und diskutiert. Die Richtcharakteristiken sind in einem Abstand von 4 m aufgenommen worden, wobei das Mikrofon auf der Mittenachse des Arrays ausgerichtet war.

Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, dass das System mit der entwickelten 2f-Methode mit unterteiltem Array betrieben wurde, bei der das Array in zwei ineinander verwobene Teilarrays aufgeteilt ist, wobei von dem einem Teilarray die Frequenz f_1 und von dem anderen die Frequenz $f_2 = f_1 + \Delta f$ abgestrahlt wird, so dass die Differenzfrequenz Δf an der Nichtlinearität der Luft demoduliert wird und damit das Audiosignal ergibt. Als die untere, konstante Frequenz wurde 38 kHz eingesetzt, die zweite Frequenz ergibt sich damit aus dieser Frequenz zzgl. des Audioschallsignals.

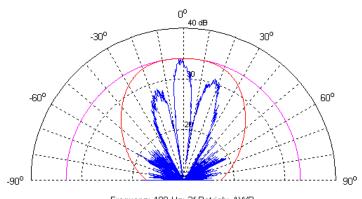
In den folgenden Darstellungen der gemessenen Richtcharakteristiken sind zum direkten Vergleich auch immer die aus der Theorie zu erwartenden Richtcharakteristiken eines gleich großen Kolbenstrahlers (berechnet mit Gleichung (5.1)) und eines parametrischen Systems mit gleich großem primärem Kolbenstrahler (berechnet mit Gleichung (3.28)) mit eingezeichnet. Die Maximalwerte sind für die Darstellung auf den Schalldruckpegel der jeweiligen Audioschallfrequenz bei dem Abstrahlwinkel von 0° normiert worden.

In Abb. 74 sind die Richtcharakteristiken bei der Audioschallfrequenz von 100 Hz für die beiden verschiedenen Ausrichtungen der Hauptachsen zur Drehachse dargestellt. Die gemessenen Richtcharakteristiken sind etwas verrauscht, da der zeitgleich vorhandene hohe Ultraschallpegel noch einen Beitrag zum Messsignal liefert, wie bereits in Abschnitt 5.2.4 näher ausgeführt. Des Weiteren zeigt sich, dass sich die Richtcharakteristiken für die beiden verschiedenen Ausrichtungen der Hauptachsen zur Drehachse etwas unterscheiden. Ist Hauptachse I parallel zur Drehachse ausgerichtet, zeigen sich symmetrisch neben der Hauptkeule bei 0° zwei Nebenkeulen bei etwa \pm 16° und zwei weitere Nebenkeulen bei etwa \pm 32°. Ist Hauptachse II parallel zur Drehachse ausgerichtet, finden sich neben der Hautkeule bei 0° nur zwei Nebenkeulen bei etwa \pm 18°. Die in die Grafik ebenfalls eingezeichnete

erwartete Richtcharakteristik eines gleich großen Flächenstrahlers demonstriert eindrucksvoll die erzielte Verbesserung der Richtwirkung mit dem aufgebauten parametrischen System in Kombination mit der eingesetzten Betriebsweise. Während der Flächenstrahler bei dieser Audioschallfrequenz von 100 Hz nahezu ungerichtet abstrahlt, zeigen die -3 dB Winkelbreiten der Hauptabstrahlungskeulen für beide Ausrichtungen nahezu identische Werte von etwa 10°. Durch den noch recht hohen Pegel der Nebenkeulen, die zum Teil nur etwa 4 dB unter dem Maximalwert der Hauptkeule liegen, ist die Richtwirkung bei 100 Hz jedoch etwas gemindert.



Hauptachse I parallel zur Drehachse ausgerichtet



Frequenz: 100 Hz; 2f-Betrieb; AWR

Hauptachse II parallel zur Drehachse ausgerichtet

Abb. 74 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 100 Hz, in Blau: gemessener Verlauf; in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array, Messabstand 4m, radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Im Weiteren werden nur die Richtcharakteristiken für die Ausrichtung der Hauptachse II parallel zur Drehachse gezeigt, da sich entsprechendes für die Ausrichtung der anderen Achse ergibt. Die Abb. 75 – Abb. 80 zeigen die Richtcharakteristiken für Audioschallfrequenzen von 200 Hz, 300 Hz, 500 Hz, 800 Hz, 1000 Hz und 2000 Hz. Beim Vergleich der gemessenen Richtcharakteristiken untereinander ist auffallend, dass die Schalldruckdifferenzen zwischen Hauptkeule und Nebenkeulen mit zunehmender Differenzfrequenz bzw. Audiofrequenz

deutlich zunehmen. Waren es bei 100 Hz nur etwa 4 dB, so sind es bei 200 Hz schon etwa 10 dB, bei 500 Hz etwa 13 dB und bei 2000 Hz ist der Wert so groß, dass Nebenkeulen in dieser Darstellung nicht mehr zu beobachten sind.

Für alle Richtcharakteristiken ist eine deutliche Verbesserung der Richtwirkung im Vergleich zu der erwarteten Richtcharakteristik eines konventionellen Flächenstrahlers gleicher Größe zu erkennen. Die Abb. 81 zeigt die aus den Messungen bestimmten Winkelbreiten bei halber Leistung in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz im Vergleich Erwartungswerten eines klassischen Lautsprechers gleicher Größe und im Vergleich zu den Erwartungswerten für ein parametrisches System unter Berücksichtigung des Apertur-Faktors nach Gleichung (3.28). Aus der Darstellung der Abb. 81 ist ersichtlich, dass die Richtwirkung des parametrischen Systems im 2f-Betrieb im Vergleich zu den Erwartungswerten eines klassischen Lautsprechers gleicher Größe gerade für die tieferen Frequenzen signifikant besser ist. Während ein klassischer Lautsprecher gleicher Größe bei Audioschallfrequenz von 100 Hz quasi völlig ungerichtet abstrahlt, weist das parametrische Wandlersystem im 2f-Betrieb eine sehr gerichtete Abstrahlung mit einer Winkelbreite von nur etwa 10° auf. Während die Winkelbreite des parametrischen Systems im 2f-Betrieb mit ansteigender Audioschallfrequenz konstant bei etwa 10° bleibt, werden die Winkelbreiten des Flächenstrahlers, durch die Abhängigkeit seiner Richtwirkung von dem Quotienten aus Wellenlänge zum Durchmesser der abstrahlenden Fläche, erst allmählich kleiner. Bei 800 Hz ist seine Winkelbreite noch mehr als doppelt so groß wie die des parametrischen Systems im 2f-Betrieb. Erst bei 2000 Hz sind die Winkelbreiten etwa gleich groß.

Erstaunlich ist jedoch, dass die gemessenen Winkelbreiten des parametrischen Wandlersystems im 2f-Betrieb nicht von der Audioschallwellenlänge abhängen und darüber hinaus auch noch deutlich kleinere Werte aufweisen, als nach der Theorie zu erwarten wären. Der Grund dafür konnte im Rahmen dieser Arbeit leider nicht geklärt werden. Möglicherweise ist jedoch der hier erzeugte primäre Ultraschalldruck schon so groß, dass die theoretische Beschreibung nicht mehr greift.

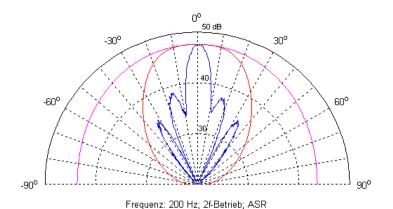


Abb. 75 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 200 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

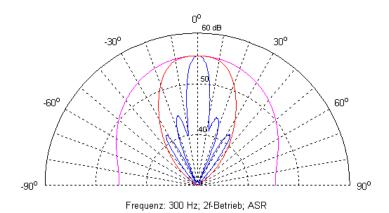


Abb. 76 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 300 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

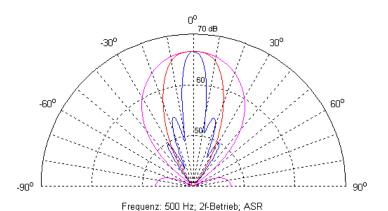


Abb. 77 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 500 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

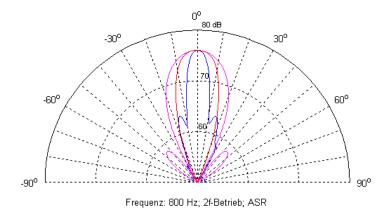


Abb. 78 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 800 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

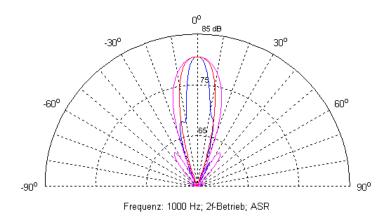


Abb. 79 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 1000 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

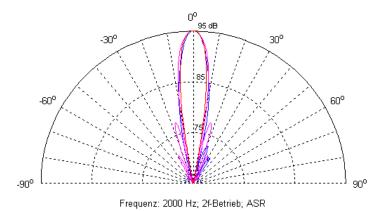


Abb. 80 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 2000 Hz, in Blau: gemessener Verlauf, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

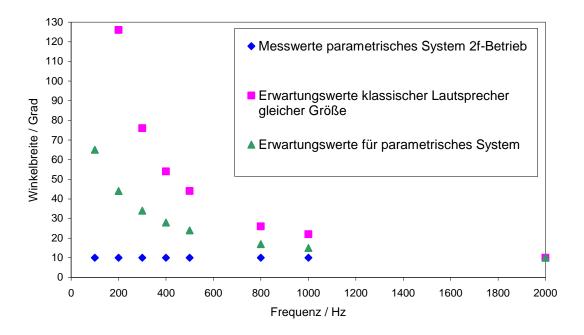


Abb. 81 Winkelbreite in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz im 2f-Betrieb (Messabstand 4 m). Bei 2000 Hz liegen alle Winkelbreiten nahezu Deckungsgleich bei 10°.

Zur Vervollständigung der Beschreibung der Charakteristiken des Wandlersystems wird in Abb. 82 die Abhängigkeit des maximalen Audioschalldrucks von der Audiofrequenz dargestellt. Die eingezeichnete blaue Linie stellt eine an die Messdaten angefittete Trendkurve mit logarithmischem Verlauf dar. Die mit diesem großen und optimierten Wandlersystem in dem Messabstand von 4 m erzielen Audioschalldruckpegel sind bei den niedrigeren Audiofrequenzen noch recht bescheiden. Bei 100 Hz werden gerade einmal 32,5 dB erreicht, bei 300 Hz sind es schon 55 dB, bei 500 Hz stehen immerhin schon 65,5 dB und erst oberhalb von 1000 Hz stehen mehr als 80 dB zur Verfügung.

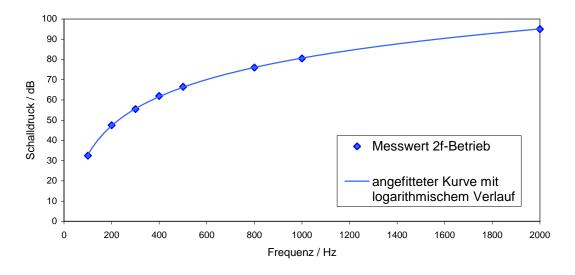


Abb. 82 Schalldruckverlauf in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz, Messabstand 4 m.

In Abb. 83 ist die Abhängigkeit des gemessenen Maximalwerts des Audioschalldrucks von der Audiofrequenz noch einmal mit logarithmischer Skala dargestellt. Die eingezeichnete blaue Linie stellt eine an die Messdaten angefittete Trendkurve mit logarithmischem Verlauf dar, die eingezeichnete rosa Linie zeigt den Verlauf des aus der Theorie erwarteten Schalldruckzuwachses mit 12dB/Oktave (vgl. Abschnitt 3.2.3), wobei als Fußpunkt der Messwert des Schalldrucks bei der Audioschallfrequenz von 100 Hz gewählt wurde. Wie aus der Grafik zu entnehmen ist, wächst der gemessene Schalldruckpegel mit etwa 14 dB/Oktave stärker an, als aus der Theorie zu erwarten ist. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass der für die Messungen verwendete Abstand von 4 m noch zu gering ist, und sich erst nach einer längeren Generierungsstrecke die nach der Theorie zu erwartenden Verhältnisse einstellen.

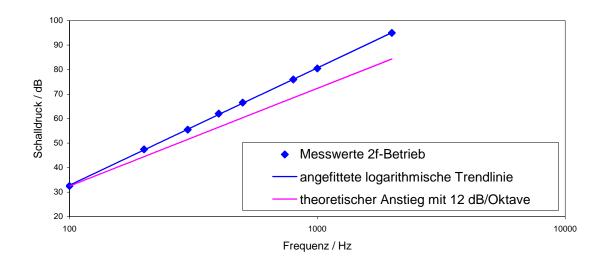


Abb. 83 Audioschalldruck in Abhängigkeit von der Audiofrequenz, die durchgezogene Linie ist eine Trendlinie mit logarithmischem Fit; Messabstand 4 m.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass mit dem aufgebauten Wandlersystem unter Verwendung der 2f-Betriebsweise, bei der zwei Ultraschallfrequenzen getrennt voneinander von zwei ineinander verwobenen Teilarrays abgestrahlt werden, eine überzeugend gute Richtwirkung des nichtlinear in der Luft erzeugten Audioschalls erreicht worden ist. Die ermittelten Winkelbreiten bei halber Leistung betragen für alle Audiofrequenzen in dem untersuchten Frequenzbereich von 100 Hz – 2000 Hz etwa 10° und sind nahezu identisch für die unterschiedlichen Ausrichtungen des Wandlerarrays. Die ermittelten Winkelbreiten sind jedoch nicht nur deutlich schmaler als aus der Theorie zu erwarten wäre, sondern sie weisen auch keine Proportionalität zu dem Quotienten aus Audioschallwellenlänge zur effektiven Wechselwirkungslänge auf. Der Grund dieser Abweichung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Die ermittelten maximalen Audioschalldrücke nehmen im untersuchten Frequenzbereich mit etwas mehr als 14 dB/Oktave zu, beginnend mit 32,5 dB bei 100 Hz und endend mit 95 dB bei 2000 Hz. Sie steigen damit etwas stärker an, als mit den aus der Theorie vorhergesagten 12 dB/Oktave, bestätigen deren Verlauf aber prinzipiell.

5.2.6 Abstrahlung von Audioschall bei AM-Betrieb

Im vorhergehenden Abschnitt ist gezeigt worden, welche Audioschall-Richtcharakteristiken sich mit dem aufgebauten Wandler-Array unter Verwendung des in Abschnitt 3.4.1 entwickelten Konzepts zur getrennten Abstrahlung von zwei Ultraschallfrequenzen von zwei ineinander verwobenen Teilarrays erreichen lassen. Grund für dieses Konzept war die Erkenntnis, dass bei Abstrahlung eines Gesamtsignals (üblicherweise des mit der Audiofrequenz amplitudenmodulierte Ultraschallträgersignal) bereits an den Nichtlinearitäten der einzelnen Wandler Audioschall demoduliert wird, der dann vom Wandler mit der üblichen breiten Richtcharakteristik abgestrahlt wird, die durch das Verhältnis von abgestrahlter Audioschallwellenlänge zum Durchmesser des Wandlers bestimmt ist.

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie wichtig gerade dieses Konzept der Vermeidung von Audioschallerzeugung an den Wandlern für das Erreichen einer ausgeprägten Richtwirkung ist. Es wird anhand von Messdaten gezeigt und diskutiert, welchen Einfluss der Betrieb des Wandlerarrays mit dem üblicherweise zur Übertragung von komplexen Audiosignalen verwendeten amplitudenmodulierten Trägersignal auf die gemessenen Charakteristiken hat. Bei der Betriebsweise mit Amplitudenmodulation (AM) werden alle Wandler mit dem amplitudenmodulierten Ultraschallsignal betrieben gleichen (vgl. Abschnitt Voruntersuchungen (vgl. Abschnitt 3.3.4) hatten ja bereits zur der Vermutung geführt, dass in diesem Fall schon an der Nichtlinearität der Wandler ein Audiosignal demoduliert wird, das vom Wandler mit breiter Richtcharakteristik abgestrahlt wird und zu einer Verschlechterung der Richtungswirkung führt.

Im Gegensatz zum vorhergehenden Abschnitt werden im Folgenden trotz des nicht rotationssymmetrischen Aufbaus des Arrays nur die Richtcharakteristiken in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz für die Ausrichtung der Hauptachse I des Arrays parallel zur Drehachse gezeigt, da die entsprechenden Verläufe für die andere Ausrichtung sehr ähnlich sind und keine grundsätzlich neuen Erkenntnisse liefern. Wie auch im vorherigen Abschnitt bereits erfolgt, wird bei jeder Richtcharakteristik zum einfachen Vergleich die zu erwartende Charakteristik eines Kolbenstrahlers gleicher Größe und eines parametrischen Arrays zusätzlich mit dargestellt. Die Aufnahmebedingungen waren identisch mit denen des vorhergehenden Abschnitts (akustisches Filter und Mikrofon parallel zur Wellenfront, elektronisches Bandpassfilter). Der Messabstand betrug auch hier wieder 4 m.

Einige der Richtcharakteristiken, die mit dem Wandlersystem im AM-Betrieb aufgenommen worden sind, sind in den Abb. 84 bis Abb. 88 zu sehen. Sie zeigen für die Audioschallfrequenzen unterhalb von 1000 Hz deutlich andere Richtcharakteristiken als bei dem Betrieb mit zwei Ultraschallfrequenzen, die von zwei ineinander verwobenen Unterarrays abgestrahlt werden (vgl. Abschnitt 5.2.5). So findet sich z.B. bei der Audiofrequenz von 100 Hz nunmehr keine schmale Richtkeule mehr, sondern eine breite Abstrahlung mit einer Winkelbreite bei halber Leistung von etwa 35°. Dafür beträgt der Audioschalldruckpegel nunmehr im Maximum 48 dB, im Vergleich zu den vorher im 2f-Betrieb gemessenen 32,5 dB ein sehr deutlicher Zuwachs um immerhin 15,5 dB. Mit ansteigender Audioschallfrequenz werden die Winkelbreiten zunehmend schmaler und die Differenz der Maximalschallpegel zum 2f-Betrieb zunehmend kleiner.

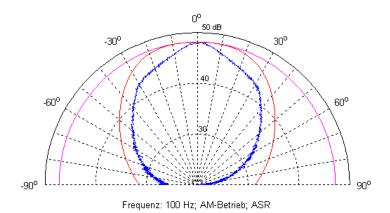


Abb. 84 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 100 Hz, in Blau: gemessener Verlauf im AM-Betrieb, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

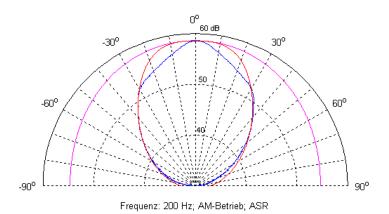


Abb. 85 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 200 Hz, in Blau: gemessener Verlauf im AM-Betrieb, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

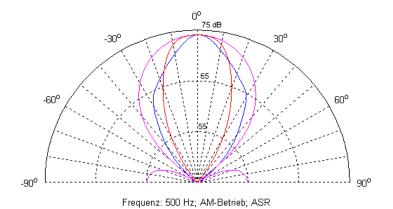


Abb. 86 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 500 Hz, in Blau: gemessener Verlauf im AM-Betrieb, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

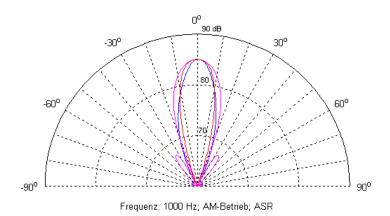


Abb. 87 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 1000 Hz, in Blau: gemessener Verlauf im AM-Betrieb, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

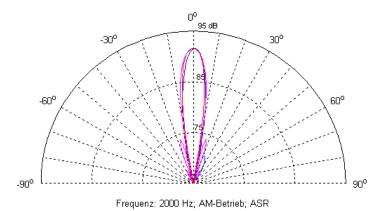


Abb. 88 Richtcharakteristik bei der Audioschallfrequenz von 2000 Hz, in Blau: gemessener Verlauf im AM-Betrieb, in Rosa: berechneter Verlauf für vergleichbar großen Kolbenstrahler; in rot: berechneter Verlauf für parametrisches Array; radiale Skala mit Unterteilung in 10 dB Schritten.

Die Abb. 89 fasst die Zusammenhänge für die Winkelbreiten zusammen. Dort sind die im AM-Betrieb gemessenen Winkelbreiten in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz dargestellt. Zum Vergleich sind dort auch die entsprechenden Werte des 2f-Betriebs und aus der Theorie zu erwartende Verläufe zu sehen, die schon im Abschnitt 5.2.5 diskutiert worden sind. Deutlich ist zu sehen, dass die Winkelbreiten im AM-Betrieb für Audiofrequenzen unterhalb von 2000 Hz deutlich breiter sind, als die im 2f-Betrieb. Bei 100 Hz ist die Winkelbreite im AM-Betrieb mit etwa 36° fast 4-mal größer als im 2f-Betrieb, aber die Abstrahlung ist im Vergleich zu einem konventionellen Lautsprechers gleicher Größe, der bei dieser Frequenz quasi ungerichtet abstrahlt, immer noch sehr gerichtet. Mit zunehmender Audioschallfrequenz nehmen die Winkelbreiten im AM-Betrieb zwar langsam ab, liegen aber bis 1000 Hz immer deutlich über denen, die mit dem 2f-Betrieb erreicht werden können. Erst bei 2000 Hz sind die Winkelbreiten der beiden verschiedenen Betriebsarten vergleichbar groß. Die Winkelbreiten liegen jedoch auch im AM-Betrieb immer unterhalb der aus der Theorie für parametrische Systeme [29] nach Gleichung (3.28) vorhergesagten Werte, deren Verlauf in der Grafik ebenfalls mit dargestellt ist.

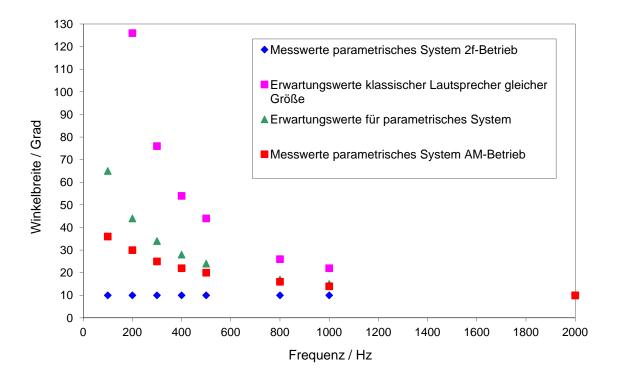


Abb. 89 Vergleich der -3dB Winkelbreiten in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz für AM-Betrieb und 2f-Betrieb sowie im Vergleich zu den Erwartungswerten aus der Theorie; Messabstand 4 m. Bei 2000 Hz liegen alle Winkelbreiten nahezu Deckungsgleich bei 10°.

In Abb. 90 ist der Verlauf des gemessenen Schalldrucks über die Audiofrequenz für den AM-Betrieb im Vergleich zu dem des 2f-Betriebs in dem Messabstand von 4 m auf der Achse dargestellt. Die gezeigten durchlaufenden Linien stellen angefittete Trendkurven mit logarithmischem Verlauf dar. Deutlich ist zu erkennen, dass beim AM-Betrieb gerade bei den tieferen Audiofrequenzen erheblich höhere Schalldrücke als beim 2f-Betrieb erreicht werden, was aber an der Erzeugung von Audioschall an den Nichtlinearitäten der Wandler liegt. So übersteigt der Schalldruckpegel im AM-Betrieb beispielsweise bei 100 Hz den des 2f-Betriebs um etwa 15,5 dB. Der Schalldruckzuwachs beträgt bei der AM-Betriebsweise mit etwa 11dB/Oktave (mit Ausnahme des deutlich geringeren Zuwachses beim Übergang von 1 kHz auf 2 kHz) etwas weniger als die aus der Theorie vorhergesagten 12dB/Oktave (vgl. Abschnitt 3.2.3), was vermutlich in der Audioschallerzeugung direkt am Wandler durch dessen Nichtlinearitäten begründet ist.

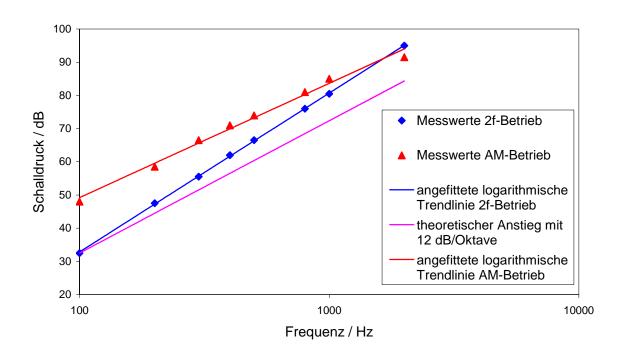


Abb. 90 Vergleich des Schalldrucks in Abhängigkeit von der Audioschallfrequenz für AM-Betrieb und 2f-Betrieb sowie theoretischer Vorhersage; Messabstand 4 m.

Sowohl die Richtcharakteristik als auch der Schalldruckverlauf sind unter Betrachtung der Tatsache verständlich, dass bei der Betriebsweise mit Amplitudenmodulation bereits ein großer Teil des gemessenen Audiosignals an der Nichtlinearität der Wandler aus dem amplitudenmodulierten Signal erzeugt wird, der dann mit der üblichen Richtcharakteristik dieser niedrigen Frequenzen breit abgestrahlt wird. Der gemessene Audioschalldruck setzt sich dann zusammen aus Beiträgen des nichtlinear direkt am Wandlerarray und des nichtlinear in der Luft erzeugten Audioschalls. Offensichtlich steigt der Beitrag des Audioschalls, der in der Luft erzeugt wird, durch die quadratische Abhängigkeit des

Schalldrucks von der Audiofrequenz, die dem Trägersignal aufmoduliert wurde, mit zunehmender Frequenz an, so dass beim AM-Betrieb die Richtcharakteristiken mit zunehmender Frequenz schmaler werden und sich langsam denen des 2f-Betriebs annähern, wie auch der Schalldruck für die höheren Frequenzen sich langsam den Werten des 2f-Betriebs nähert. Dass bei 2000 Hz dann der Schalldruck im AM-Betrieb sogar niedriger ist, als im 2f-Betrieb ist auch verständlich, da nunmehr das Schallsignal, das in der Luft erzeugt wird, stark dominiert, ihm nur nicht die Leistung wie im 2f-Betrieb zur Verfügung steht, da ja schon ein Teil der Energie für die Erzeugung von Audioschall am Wandler umgesetzt wurde.

Mit diesem Ergebnis hat sich gezeigt, dass es für die stark gerichtete Audioschallabstrahlung mit Hilfe eines parametrischen Systems, aufgebaut aus einer Vielzahl an piezoelektrischen Resonanzwandlern, nicht ausreichend ist, nur für eine annähernd phasengleiche Abstrahlung des Ultraschallsignals zu sorgen. Vielmehr muss sichergestellt werden, dass kein Audioschall bereits an Nichtlinearitäten der PZT-Wandler erzeugt wird. Wie im Abschnitt 5.2.5 gezeigt, ist dafür der 2f-Betrieb mit dem Konzept der getrennten Abstrahlung zweier Ultraschallfrequenzen über zwei ineinander verwobenen Teilarrays ein sehr gut geeignetes Konzept – zumindest für die vorgesehene Applikation für Audioschall nur einer Frequenz. Leider kann dieses Konzept nicht für die Übertragung von komplexen Audioschall verwendet werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Historische Wandmalereien sind in ihrem Bestand oft dadurch gefährdet, dass sich die bemalte Putzschicht vom Untergrund ablöst. Bei dem Bemühen um ihren Erhalt ist es daher häufig erforderlich, die Haftung des malereitragenden Putzes zu kontrollieren. Für die Untersuchung der Haftung des Malereitragenden Putzes von historischen Wandmalereien hat sich ein videoholografisches Schwingungs-Messverfahren auf Basis der elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI) zwischenzeitlich erfolgreich bewährt. Bei diesem Verfahren wird die zu untersuchende Fläche mit Schall aus einem Lautsprecher bestrahlt, mit dem lose Bereiche zu kleinsten Schwingungen angeregt werden, die dann optisch gemessen werden. Um einen möglichst schonenden Umgang mit der historischen Substanz sicherzustellen, ist die Empfindlichkeit des Messverfahrens durch eine Verschiebung des Arbeitspunktes so gesteigert worden, dass bereits Schwingungsamplituden von wenigen Nanometern nachgewiesen werden können. Da die Anregungsfrequenzen der Ablösungen abhängig von vielen Parametern sind, ist es erforderlich, die anregende Schallfrequenz über einen großen Frequenzbereich zu variieren, um sicherzustellen, dass alle relevanten Ablösungen detektiert werden. Als typisch hat sich dabei ein Frequenzbereich von 100 Hz – 800 Hz erwiesen, der bei der Messung in 10 Hz-Schritten durchlaufen wird. Die üblicherweise zur Schwingungsanregung benötigten Schalldruckpegel liegen im Bereich von etwa 80 dB -110 dB. Durch Verwendung eines Phasenschiebeverfahrens lassen sich die Amplituden- und Phasenverteilungen der jeweiligen Untersuchungsfläche für jede verwendete Anregungsfrequenz berechnen. Daraus erstellte Kartierungen von schwingenden und damit abgelösten Putzbereichen dienen als Basis für eine restauratorische Bewertung des Zustandes, um z.B. Bestandssichernde und -erhaltende Maßnahmen planen zu können.

Die akustisch-optische Untersuchung von Fresken mit dem videoholografischen Schwingungsmessverfahren wäre ein ideales Verfahren zur Kartierung von abgelösten Bereichen, wenn nicht der gesamte Raum von dem hohen Pegel des Anregungsschalls erfüllt wäre, was zu vielfältigen Störungen und Problemen führt. Um den hohen Schallpegel im Raum zu vermeiden, wird ein akustisches Anregungssystem im Audiofrequenzbereich mit sehr hoher Richtwirkung benötigt, dass sicherstellt, dass nur der gerade untersuchte Bereich beschallt wird. Parametrische Systeme, die bei Frequenzen im Ultraschallbereich arbeiten, werden für die nichtlineare Erzeugung von stark gerichtetem Audioschall eingesetzt und stellen einen vielversprechenden Lösungsansatz dar.

Das grundlegende Ziel der vorliegenden Arbeit war daher, die Methode durch eine neuartige Technik der parametrischen Schallerzeugung weiter zu entwickeln, bei der der im Hörbereich liegende Anregungsschall nicht mehr direkt von einem konventionellen Lautsprecher, sondern durch nichtlineare Mischung eines mit dem Audiosignal amplitudenmodulierten Ultraschallsignals oder zweier Ultraschallsignale mit dem Frequenzabstand des gewünschten

Audiosignals aus gerichtet abgestrahlten Ultraschall erzeugt wird. Ein solcher Schallrichtstrahler hat wegen des großen Volumens, das phasenrichtig zur Erzeugung des Audioschalls beiträgt, eine viel höhere Richtwirkung und kann daher so gezielt auf die Untersuchungsfläche gerichtet werden, dass er dort eine große Wirkung hervorruft während die Schallausbreitung in den Rest des Raumes gering ist und gegebenenfalls noch durch Absorber verringert werden kann. Da solche Systeme mit den für die vorgesehene Anwendung benötigten Schalldrücken von etwa 80 – 110 dB im Audiofrequenzbereich von etwa 100 – 2000 Hz kommerziell nicht verfügbar sind, sollte ein solches System entwickelt und aufgebaut werden.

Erkundungen der Literatur über die parametrische Schallerzeugung in Luft ergaben kein eindeutiges Bild über erzielbare Schalldrücke und Richtwirkungen. Aus der Theorie ergeben sich eine Zunahme des Audioschalldrucks mit dem Quadrat der Audiofrequenz und eine Abhängigkeit der Richtwirkung des erzeugten Audioschallsignals von dem Quotienten von Audioschallwellenlänge zur effektiven Länge des Wechselwirkungsvolumens. Die beiden wichtigsten in der Literatur dokumentierten Audioschall-Richtwirkungen und Schalldrücke von realisierten parametrischen Systemen zeigen jedoch zum Teil gegenläufige Charakteristiken und bestätigen auch nur zum Teil die Vorhersagen der Theorie.

Erste eigene Einschätzungen zur Leistungsfähigkeit eines solchen Systems konnten an einem leihweise zur Verfügung gestellten Prototyp gewonnen werden. Dieser war als Array aus etwa 350 einzelnen piezoelektrischen Einzelwandlern aufgebaut (Durchmesser 16 mm; aktives Element über Konus mit ungefähr 7 mm Durchmesser angepasst), die üblicherweise zum Aufbau von leistungsstarken parametrischen Systemen verwendet werden. Bei der Vermessung seiner Charakteristiken ergab sich jedoch überraschenderweise nicht die erwartete schmale Audioschall-Richtcharakteristik, vielmehr ergaben sich Winkelbreiten, die höher lagen als aus der Theorie vorhergesagt wurde.

Weiteres Ziel dieser Arbeit war es daher, den Ursachen für die vorgenannten Unstimmigkeiten bei den Erkundungen zur parametrischen Schallerzeugung nachzugehen, Verfahren zu ihrer Überwindung zu entwickeln und mit diesen Erkenntnissen ein leistungsstarkes parametrisches System zur Erzeugung von gerichteten Audioschall zu konzipieren und aufzubauen.

Als Ursachen für die schlechte Richtwirkung des Prototyps konnten zwei wesentliche Gründe ausgemacht werden: Zum einen führt die übliche Abstrahlung einer mit der Audiofrequenz modulierten Trägerwelle oder zweier Ultraschallwellen im Abstand der gewünschten Audio-Frequenz von jedem einzelnen der Wandler bereits zur Erzeugung von Audioschall an Nichtlinearitäten der Ultraschallwandler, der dann mit der üblich breiten Abstrahlung erfolgt. Zum anderen strahlen die einzelnen PZT-Wandler aufgrund der Streuung ihrer

Resonanzfrequenzen bei Betriebsfrequenz mit unterschiedlicher Phase ab, was zu einem inhomogenen Ultraschallfeld vor dem System führt, so dass die eigentlich erwartete kohärente Überlagerung der nichtlinearen Mischprodukte aus dem bestrahlten Volumen zu einem stark gerichteten Vorwärtssignal nicht gegeben ist.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen ist ein Konzept eines parametrischen Systems auf Basis von PZT-Wandlern entwickelt worden, das die erkannten Probleme vermeidet bzw. löst:

- Um die Erzeugung von Audioschall an Nichtlinearitäten der Ultraschallwandler wirksam zu unterbinden, werden die beiden Ultraschallwellen im Abstand der gewünschten Audio-Frequenz unabhängig voneinander über zwei ineinander verschachtelte Anordnungen der Wandler abgestrahlt, wodurch sie erst im Volumen vor dem Array überlagert werden. Bei dieser Betriebsweise ist jedoch nur die Erzeugung eines monofrequenten Audioschallsignals mit einer Frequenz im Abstand der Differenzfrequenz der beiden verwendeten Ultraschallsignale möglich, so wie es für das vorgesehene akustische Anregungssystem benötigt wird. Dies unterscheidet dieses System wesentlich von allen kommerziell erhältlichen Systemen, bei denen das zur Übertragung komplexer Audiosignale verwendete amplitudenmodulierte Signal von jedem Wandler abgestrahlt wird.
- Die Phasenlage aller Wandler im akustischen Feld vor dem Array wird für Ebenen parallel zur Wandleroberfläche auf einen einheitlichen Wert abgestimmt. Dafür wird jeder Wandler in eine Verstelleinheit montiert, die eine Verschiebung seiner Tiefenposition in dem Array erlaubt, um durch eine geänderte Laufwegslänge des Schalls einen Phasenunterschied zu kompensieren.

Um hinreichend große Schalldrücke zu erreichen ist das Wandlerarray als ebene Anordnung bestehend aus 1830 PZT-Wandlern entworfen worden, das einen Durchmesser von knapp 1 m aufweist.

Um die akustischen Phasen in dem Feld vor dem Wandlerarray ermitteln zu können und eine Stellgröße für eine Phasenanpassung zu haben, muss das resultierende Ultraschallfeld vor dem Array bekannt sein. Zu diesem Zweck ist das zuvor schon verwendete laseroptische Verfahren auf Basis der elektronischen Specklemuster-Interferometrie (ESPI) für die Untersuchung von Schallfeldern in Luft modifiziert und erweitet worden.

Die verwendete optische Methode nutzt aus, dass die Phase von Laserlicht beim Durchqueren eines Schallfeldes durch die Variation des Brechungsindexes der Luft moduliert wird, hervorgerufen durch die Druckänderungen der sich ausbreitenden Schallwelle. Da die Änderung des Brechungsindex jedoch selbst bei einem Schalldruckpegel von 130 dB nur etwa $1.8 \cdot 10^{-7}$ beträgt, wird die Phase von Laserlicht beim Durchlaufen eines 2 cm tiefen

Schallfeldes mit diesem Pegel äquivalent zu einer Schwingungsamplitude von nur etwa 3,6 nm moduliert. Diese Änderungen sind so klein, dass sie nur mit entsprechend hochempfindlichen Messverfahren wie dem hier eingesetzten detektiert werden können.

Die mit dem Messverfahren gewonnenen Aufnahmen repräsentieren zweidimensionale Projektionen des Schallfeldes, integriert entlang der Beobachtungsrichtung. Unter Einsatz eines Phasenschiebeverfahrens lassen sich aus den Aufnahmen die integrierten Amplitudenund Phasenverteilungen des Schallfeldes berechnen. Da sich das dreidimensionale Schallfeld erst aus einer Vielzahl solcher Projektionen mit unterschiedlichen Beobachtungsrichtungen durch das Schallfeld hindurch rekonstruieren lässt, ist das Verfahren um einen entsprechenden tomographischen Aufnahmeaufbau erweitert worden. Eine tomographische Rückprojektionstechnik, die speziell für solch alternierende Schallfelder angepasst wurde, erlaubt die Berechnung der dreidimensionalen Amplituden- und Phasenverteilung des akustischen Feldes. Aus diesen können beliebige Schnitte der Amplituden- und Phasenverteilung im gemessenen Schallfeldvolumen dargestellt werden. Die Schnitte der Phasenkarten parallel und senkrecht zum Schallwandler enthalten die Daten für die erforderliche Wandlerjustage.

Die für die Phasenabstimmung benötigte Auflösung erlaubte bei dem verwendeten Messsystem nur die Untersuchung von Schallfeldern mit einem maximalen Durchmesser von 18 cm, so dass das gesamte Wandlerarray nicht als Einheit vermessen werden konnte. Deshalb sind Teilarrays mit diesem Durchmesser, bestehend aus jeweils 61 einzelnen Ultraschallwandlern in hexagonaler Anordnung, aufgebaut worden, die dann einzeln der tomographischen Schallfeldanalyse unterzogen wurden. Durch Verstellung der Tiefenposition der einzelnen PZT-Wandler in dem Array, die zu diesem Zweck in ein entsprechendes Verstellelement eingebaut waren, konnte die Phase eines jeden Wandlers in dem akustischen Feld vor dem Array mit einer Genauigkeit von etwa \pm 20° auf einen einheitlichen Wert in einer Ebene parallel zur Wandleroberfläche abgeglichen werden.

Aus 30 solcher phasenabgestimmter Teilarrays mit jeweils 61 PZT-Wandlern ist dann das eigentliche Wandlerarray aufgebaut worden, so dass es aus insgesamt 1830 PZT-Wandlern besteht. Aufgrund des Aufbaus aus kleineren Teilarrays mit hexagonaler Anordnung weist es keine Rotationssymmetrie auf. Die Abmessungen entlang seiner beiden senkrecht aufeinander stehenden Hauptdiagonalen betragen 99,2 cm x 94,2 cm.

Zum Beleg des Erfolgs der Phasenabstimmung des akustischen Feldes und der getrennten Abstrahlung der Ultraschallsignale wurden die akustischen Charakteristiken des Wandlerarrays in einem Messabstand von 4 m untersucht.

Die gemessenen Richtcharakteristiken für Ultraschall zeigen eine zumindest befriedigende Richtwirkung, wobei sich die Winkelbreiten als abhängig von der Ausrichtung des Wandlerarrays erwiesen. Für die Ausrichtung der Hauptachse I zur Drehachse ergab sich eine Winkelbreite bei halber Leistung von etwa 12°, für die Ausrichtung der Hauptachse II eine Winkelbreite von etwa 3°. Der Grund dafür liegt in dem nicht rotationssymmetrischen Aufbau des Wandlerarrays, mit voneinander abweichenden Geometrien der Wandleranordnung entlang der beiden Hauptachsen, was durch entsprechende Simulationsrechnungen bestätigt werden konnte. Die resultierenden Richtcharakteristiken ergeben sich dabei durch die kohärente Überlagerung der Beiträge der Einzelwandler. Da der Mittenabstand der Wandler mit 20 mm deutlich größer ist als die halbe Wellenlänge des abgestrahlten Ultraschallsignals von etwa 4,5 mm, lässt sich die Richtcharakteristik nicht durch eine phasenstarr abstrahlende Flächenmembran gleicher Größe näherungsweise beschreiben.

Die beiden Ultraschallfelder, die im 2f-Betrieb aus der getrennten Abstrahlung zweier Ultraschallsignale aus ineinander verwobenen Teilarrays resultieren, zeigen eine gute Überdeckung. Ihre Richtcharakteristiken sind zwar abhängig von der Ultraschallfrequenz, die Änderungen, die sich in dem Frequenzbereich von 38 kHz – 40 kHz ergeben, sind jedoch sehr klein, so dass eine gute Mischung der beiden primären Ultraschallsignale gewährleistet ist.

Bei der Bestimmung der Audioschall-Charakteristik des parametrischen Systems wurde festgestellt, dass bei den Messungen unbedingt beachtet werden muss, dass neben dem zu messenden Audioschallsignal mit relativ niedrigem Schalldruck auch noch das mit der Audiofrequenz modulierte Ultraschallfeld mit relativ hohem Schalldruck vorhanden ist. Messungen belegen, dass es notwendig ist, das verwendete Messmikrofon - auch bei Verwendung von elektronischen Filtern zur Trennung der Signale - durch Ummantelung mit einem akustischen Filter vor dem modulierten Ultraschallsignal abzuschirmen. Ohne wirksame Abschirmung werden an Nichtlinearitäten des Messmikrofons Anteile des Audiosignals erzeugt, so dass sich das Messsignal aus dem nichtlinear in der Luft und dem am Mikrofon erzeugten Audiosignal zusammensetzt. So ermittelte Charakteristiken enthalten daher Anteile des Ultraschallträgersignals und führen gerade für die niedrigen Audiofrequenzen mit geringer nichtlinearer Konversion in der Luft zu extrem schmalen Richtcharakteristiken mit relativ hohen Schalldrücken. Offensichtlich ist dies nicht bei allen Untersuchungen in der Vergangenheit hinreichend berücksichtigt worden, woraus sich auch die zur Theorie widersprüchlichen Charakteristiken erklären, die publiziert worden sind.

Die in dem Messabstand von 4 m unter Verwendung eines akustischen Filters ermittelten Charakteristiken zeigen für beide Ausrichtungen des Arrays eine beeindruckend gute Richtungswirkung mit Winkelbreiten bei halber Leistung von etwa 10° für den untersuchten Audiofrequenzbereich von 100 Hz bis 2000 Hz. Die ermittelten Winkelbreiten sind jedoch nicht nur deutlich schmaler als aus der Theorie zu erwarten wäre, sondern sie weisen auch keine Abhängigkeit von dem Quotienten aus Audioschallwellenlänge zur effektiven

Wechselwirkungslänge auf. Der Grund dieser Abweichung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Die erzielten Audioschalldrücke steigen zwar mit etwas mehr als 14 dB/Oktave beginnend mit 32,5 dB bei 100 Hz und endend mit 95 dB bei 2000 Hz etwas stärker an, als aus der Theorie vorhergesagt, bestätigen den Verlauf aber prinzipiell.

Zur Bestätigung der Verbesserung der Richtcharakteristik durch die getrennte Abstrahlung zweier Ultraschallsignale sind Vergleichsmessungen mit der sonst üblicherweise Methode, bei der ein mit der Audiofrequenz amplitudenmoduliertes Ultraschallsignal von allen Wandlern abgestrahlt wird, durchgeführt worden. Die Ergebnisse belegen eine deutliche Verschlechterung der Richtcharakteristik, die aus der Erzeugung von Audioschall an den Nichtlinearitäten der Wandler, der dann breit abgestrahlt wird, resultiert. So findet sich z.B. bei der Audiofrequenz von 100 Hz nunmehr keine schmale Richtkeule mehr, sondern eine breite Abstrahlung mit einer Winkelbreite von etwa 35°. Dennoch zeigt das phasenoptimierte Wandlerarray auch in dieser Betriebsweise noch eine Richtcharakteristik, die etwas besser ist, als die Theorie erwarten lässt. Die Richtkeulen werden mit zunehmender Audioschallfrequenz schmaler und erreichen bei 2000 Hz eine Winkelbreite bei halber Leistung von etwa 10°. Die in dieser Betriebsweise ermittelten Audioschalldrücke liegen gerade bei den niedrigen Frequenzen deutlich über denen der anderen Betriebsweise, bei der die Erzeugung von Audioschall an den Nichtlinearitäten der Wandler verhindert wird. So ergibt sich z.B. bei 100 Hz mit 48 dB ein um 15,5 dB höherer Wert des Audioschalldruckpegels, der dann mit etwa 11 dB/Oktave zunimmt.

Das grundlegende Ziel der vorliegenden Arbeit, das videoholografische Messverfahren zur Detektion von Ablösungen des malereitragenden Putzes an Historischen Wandmalereien durch ein akustisches Anregungssystem im Audiofrequenzbereich mit sehr hoher Richtwirkung weiter zu entwickeln, konnte nur teilweise erreicht werden. Zwar weist das entwickelte parametrische System die gewünschte hohe Richtungswirkung auf, jedoch werden selbst mit diesem großen und optimierten Wandlersystem in dem Messabstand von 4 m erst bei Frequenzen von über 1000 Hz Audioschalldrücke größer als 80 dB erreicht, die typischerweise für die akustische bei der Anregung videoholografischen Schwingungsuntersuchung an historischen Wandmalereien benötigt werden. Die für diese Untersuchungen benötigten Anregungsfrequenzen liegen jedoch erfahrungsgemäß meistens im Bereich von etwa 100 Hz - 1000 Hz, in dem der Audioschalldruckpegel des parametrischen Systems zu den tieferen Frequenzen hin mit etwa 14 dB/Oktave auch noch stark abnimmt.

So muss noch untersucht werden, ob die mit dem parametrischen System nun mögliche gerichtete Beschallung der Untersuchungsfläche und die damit verbundene Reduktion des Audioschallpegels im Raum auch Auswirkungen auf die Detektionsgrenze des

videoholografischen Messsystems hat. Bei der konventionellen Lautsprecheranregung führt der hohe Schallpegel im Raum auch zur Schwingungsanregung von Komponenten des optischen Messkopfes, dem Stativ auf dem dieser montiert ist, aber z.B. auch des Fußbodens oder des Bodenbelags auf dem das Systems bei der Messung steht. All dies macht sich je nach Intensität als Untergrundrauschen oder gar massive Störungen bei einer Messung bemerkbar. Möglicherweise verschiebt sich nun die Rauschschwelle, ab der Schwingungsamplituden von losen Putzbereichen detektiert werden können, soweit nach unten, dass die Schwingungen trotz eines geringeren Anregungspegels sicher gemessen werden können. Wie sich in Voruntersuchungen mit konventioneller Lautsprecheranregung zudem gezeigt hat, kann für ein verlässliches Endergebnis einer Haftungsuntersuchung, zu dem die Reaktion von losen Putzbereichen bei vielen über ein größeres Frequenzintervall verteilten Anregungen beiträgt, meist der Frequenzbereich zu den tieferen Frequenzen hin auf etwa 300 Hz begrenzt werden, was der Einsetzbarkeit des parametrischen Systems wiederum entgegenkommt.

Da es außerhalb der typischen Anforderungen auch eine Reihe von historischen Wandmalereien gibt, die niedrigere Audioschalldrücke zur Anregung von losen Putzbereichen und/oder höhere Anregungsfrequenzen benötigen, könnte das parametrische Anregungssystem an diesen erfolgreich eingesetzt werden.

Somit verbleibt als nächster Schritt noch, die Möglichkeiten und Grenzen des aufgebauten parametrischen Systems als Anregungssystem für das videoholografische Schwingungsmessverfahren an historischen Wandmalereien vor Ort zu erkunden.

Auch sollte noch der Frage nachgegangen werden, warum die Winkelbreiten der Audioschallabstrahlung im 2f-Betrieb nicht die aus der Theorie erwartete Abhängigkeit von dem Quotienten aus Audioschallwellenlänge zur effektiven Wechselwirkungslänge aufweist sondern einen konstanten Wert haben.

Andere Anwendungsfelder für das entwickelte parametrische System wären alle Bereiche, bei denen ein stark gerichtetes Ultraschall- oder monofrequentes Audioschallsignal erforderlich ist, so z.B. als Quelle zur Schwingungsanregung über die Luft bei der zerstörungsfreien Untersuchung von modernen Verbundwerkstoffen auf Delaminationen, wie sie z.B. bei Rotorblättern von Windkraftanlagen vorkommen können. Wird nicht die extreme Richtwirkung des 2f-Betriebs benötigt, so ließe sich das System bei Einsatz der Amplitudenmodulation als Betriebssignal, eine geeignete Signalvorverarbeitung zur Vermeidung von Verzerrungen vorausgesetzt, auch als leistungsstarken Schallrichtstrahler mit immer noch guter Richtungswirkung für die Übertragung von Sprache (mit eingeschränkter Bandbreite) einsetzen.

7 Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] D. Paoletti, G. S. Spagnolo: Interferometric Methods for Artwork Diagnostics. In: Progress in Optics XXXV, Elsevier, Amsterdam (1996) 197-255.
- [2] K. Hinsch, G. Gülker: Lasers in art conservation. Physics World 14 (2001) 37-42.
- [3] G. Gülker, H. Helmers, K. D. Hinsch, P. Meinlschmidt, K. Wolff: Deformation mapping and surface inspection of historical monuments. Opt. Las. Eng. 24 (1996) 183-213.
- [4] C. Fotakis, et al.: Lasers in the Preservation of Cultural Heritage, Principles and Applications. Taylor and Francis, London, 2006.
- [5] K. D. Hinsch, G. Gülker, H. Helmers: Checkup for aging artwork: optical tools to monitor mechanical behaviour. Opt. Laser Eng. 45 (2007) 578-588.
- [6] P. Mora, L. Mora, P. Philippot: Conservation of Wall Paintings. Butterworths, London, 1984.
- [7] C. Bläuer: Salze und Salzkrusten. Wandmalerei Schäden, Arbeitshefte zur Denkmalpflege in Niedersachsen, Hannover, 1990.
- [8] A. Schmid: Detektion und Charakterisierung von Hohlstellen an Wandmalerei und Putzen. Zeitschrift für Kunsttechnologie und Konservierung 18 (1) (2004) 101-120.
- [9] M. Drdacky, J. Lesak: Non-invasive survey of detachment of historic rendering. In: R. Fort, M.A. de Buergo, M. Gomez-Heras, C. Vasquez-Calvo (Eds.): Heritage, Weathering and Conservation, Taylor and Francis, London (2006) 591-597.
- [10] M.-A. Beeck, W. Hentschel: Laser metrology a diagnostic tool in automotive development processes. Opt. Las. Eng. 34, 2 (2000) 101-120.
- [11] H. Steinbichler, G. Gehring: TV-Holography and holographic interferometry: Industrial applications. Opt. Las. Eng. 24, 2-3 (1996) 111-127.
- [12] S. Ellingsrud, G. O. Rosvold: Analysis of a data-based TV-Holography system used to measure small vibration amplitudes. J. Opt. Soc. Am. A9 (1992) 237-251.
- [13] T. Fricke-Begemann: Videoholografische Messung von Schwingungen im Subwellenlängenbereich. Diplomarbeit, Universität Oldenburg, (1995).
- [14] G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Large-scale investigation of plaster detachments in historical murals by acoustic stimulation and video-holographic detection. Proc. SPIE 4402 (2001) 184-193.

- [15] P. Castellini, N. Paone, E. P. Tomasini: The laser doppler vibrometer as an instrument for nonintrusive diagnostic of works of art: application to fresco paintings. Opt. Las. Eng. 25 (1996) 227-246.
- [16] P. Castellini, E. Esposito, N. Paone, E. P. Tomasini: Non-invasive measurements of damage of frescoes paintings and icon by Laser Scanning Vibrometer: experimental results on artificial samples and real works of art. In: E.P. Tomasini (Ed.): Vibration Measurements by Laser Techniques: Advances and Applications, Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering 3411 (1998) 439-448.
- [17] R. Jones, C. Wykes: Holographic and Speckle Interferometry. 2.Aufl., Cambridge University Press 1989.
- [18] O. J. Løkberg, G. Å. Slettemoen: Basic electronic speckle pattern interferometry. In: R. Shannon and J. C. Wyant, (Eds): Applied Optics and Engineering, Academic, New York, (1987) 455-504.
- [19] O. J. Løkberg: ESPI The ultimate holographic tool for vibration analysis. J. Acoust. Soc. Am. 75(6) (1984) 1783-1791.
- [20] K. Høgmoen, H. M. Pedersen: Measurement of small vibrations using electronic speckle pattern interferometry: Theory. J. Opt. Soc. Am. 67 (1977) 1578-1583.
- [21] K. Creath, G. Å. Slettemoen: Vibration-observation techniques for digital speckle-pattern interferometry. J. Opt. Soc. Am. A 2 (10) (1985) 1629-1636.
- [22] J. W. Goodman: Statistical properties of laser speckle pattern. In: J.C. Dainty: Laser Speckle and related phenomena, Springer-Verlag, Berlin 1975
- [23] O. J. Løkberg, J. T. Malmo: Long-Distance electronic speckle pattern interferometry. Opt. Eng. 27(2) (1988) 150-156.
- [24] O. J. Løkberg, K. Høgmoen: Use of modulated reference wave in electronic speckle pattern interferometry. Journal of Physics E: Scientific Instruments 9 (1976) 847-851.
- [25] J. Goll, M. Exner, S. Hirsch: Müstair: Die mittelalterlichen Wandbilder in der Klosterkirche. Verlag Neue Züricher Zeitung, 2007.
- [26] K. D. Hinsch, K. Zehnder, H. Joost, G. Gülker: Monitoring detaching murals in the Convent of Müstair (Switzerland) by optical metrology. Journal of Cultural Heritage 10.1 (2009) 94-105.
- [27] R. Zießler: Die Schwind-Fresken auf der Wartburg: ein interdisziplinäres Forschungsprojekt zu ihrer Erhaltung. Arbeitshefte des Thüringischen Landesamts für Denkmalpflege 14, Erfurt, 1998.
- [28] P. J. Westervelt: Parametric Acoustic Array. J. Acoust. Soc. Am. 35 (1963) 535-537.

- [29] H. O. Berktay: Possible Exploitation of Nonlinear Acoustics in Underwater Transmitting Applications. J. Sound Vibr. 2 (4) (1965) 435-461.
- [30] M. B. Bennett, D. T. Blackstock: Parametric Array in Air. J. Acoust. Soc. Am. 57 (1975) 562-568.
- [31] M. Yoneyama, J. Fujimoto: The Audio Spotlight: An Application of nonlinear Interaction of Sound waves to a new Type of Loudspeaker Design. J. Acoust. Soc. Am. 73 (1983) 1532-1536.
- [32] T. D. Kite, J. T. Post, M. F. Hamilton: Parametric Array in Air: Distortion Reduction by Preprocessing. Proc. 16th Int. Cong. Acoust. 2, Acoustical Society of America, Kuhl, P.K., Crum, L.A. (Eds.) (1998) 1091-1092.
- [33] F. S. Pompei: The Use of Airborne Ultrasonics for Generating Audible Sound Beams. J. Audio Eng. Soc. 47 (1999) 726-731.
- [34] J. J. Croft, J. O. Norris: Theory, History and the Advancement of Parametric Loudspeakers (Abridged Edition). White Paper, American Technology Corporation, 2001
- [35] R. Lerch, G. Sessler, D. Wolf: Technische Akustik: Grundlagen und Anwendungen. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [36] M. F. Hamilton und D. T. Blackstock: Nonlinear Acoustics. Academic Press, 1998.
- [37] R. T. Beyer: Nonlinear Acoustics. Acoustical Society of America, 1997.
- [38] A. L. Thuras, R. T. Jenkins, H. T. O'Neil: Extraneous Frequencies Generated in Air Carrying Intense Sound Waves. J. Acoust. Soc. Am. 6. (1935) 173-180.
- [39] H. O. Berktay: Parametric amplification by the use of acoustic non-linearities and some possible applications. J. Sound & Vib. 2(2) (1965) 462–470.
- [40] J. Naze, S. Tjøtta: Nonlinear Interaction of Two Sound Beams. J. Acoust. Soc. Am. 37 (1) (1965) 174-175.
- [41] Holosonics Audio Spotlight: http://www.holosonics.com/; letztes Abrufdatum: 03.05.2011.
- [42] Parametric Sound Corporation: http://www.parametricsound.com/; letztes Abrufdatum: 03.05.2011.
- [43] Sennheiser Audiobeam:
 http://www.sennheiser.com/sennheiser/old_manual.nsf/resources/Audiobeam.pdf/\$File/
 Audiobeam.pdf: letztes Abrufdatum: 03.05.2011.

- [44] Mitsubishi Electric Engineering Corporation MSP-50E: http://www.mee.co.jp/kaisyaan/press/prs070726.html#, letztes Abrufdatum: 03.05.2011.
- [45] Datenblatt Prowave 400ST160: http://www.prowave.com.tw/english/products/ut/open-type/400s160.htm; letztes Abrufdatum: 03.05.2011.
- [46] C. M. Vest: Holographic Interferometry. Kapitel 5 und 6, Wiley, New York, 1979.
- [47] O. J. Løkberg: Sound in flight: measurement of sound fields by use of TV holography. Appl. Opt. 33(13) (1994) 2574-2584.
- [48] R. Rustad, L. H. Morset: Investigation of the near field of a loudspeaker using tomographic reconstruction from TV-holography measurements. J. Acoust. Soc. Amer. 104 (3) Pt 1 (1998) 1503-1508.
- [49] R. Rustad: Acoustic field of a medical ultrasound probe operated in CW mode investigated by TV holography. Appl. Opt. 37 (1998) 7368-7377.
- [50] O. J. Løkberg, M. Espeland, H. M. Pedersen: Tomographic reconstruction of sound fields using TV holography. Appl. Opt. 34(10) (1995) 1640-1645.
- [51] M. Espeland, O. J. Løkberg, R. Rustad: Full field tomographic reconstruction of sound fields using TV holography. J. Acoust. Soc. Am. 98 (1995) 280-287.
- [52] R. Rustad: TV-holography measurements of acoustic fields in air and water. Doktorarbeit, NTNU Trondheim, 1998.
- [53] E. Olsson, N.-E. Molin, M. Sjödahl, L. Zipser, H. Franke: Scattered ultrasound fields measured by scanning laser vibrometry. Proc. SPIE 5144 (2003) 717-727.
- [54] E. Olsson: Sound Source Localization from Laser Recordings. Dissertation, Lulea University of Technology, Department of Applied Physics and Mechanical Engineering, 2007.
- [55] K. Tatar, E. Olsson, F. Forsberg: Tomographic reconstruction of ultrasound fields measured using laser vibrometry. ICEM13, Alexandropolis, Griechenland, 1-6 July, 2007.
- [56] C. C. Aleksoff: Time averaged holography extended. Appl. Phys. Lett. 14 (1969) 23.
- [57] J. Radon: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. Berichte über die Verhandlungen der Königlich-Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig, Mathematisch-Physische Klasse, Band 69 (1917) 262–277.

- [58] A. C. Kak, M. Slaney: Principles of computerized tomographic imaging. IEEE Press, New York 1988.
- [59] H. Morneburg: Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik. Publicis MCD Verlag, München, 3. Auflage, 1995.
- [60] H. Turbell: Cone-Beam Reconstruction using Filtered Backprojection. Dissertation, Linkping Studies in Science and Technology, 2001.
- [61] L. A. Feldkamp, L. C. Davis, and J. W. Kress: Practical cone-beam algorithm. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 1, No. 6 (1984) 612 619.
- [62] http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/23314-multithreaded-mex-fdk-conebeam-ct-reconstruction-algorithm, letztes Abrufdatum: 03.05.2011.
- [63] S. Doclo, M. Moonen: Design of far-field and near-field broadband beamformers using eigenfilters. Signal Processing 83 (12) (2003) 2641-2673.
- [64] S. Doclo, M. Moonen: Design of broadband beamformers robust against gain and phase errors in the microphone array characteristics. IEEE Transactions on Signal Processing 51 (10) (2003) 2511-2526.
- [65] H. E. Bass, L. C. Sutherland, A. J. Zuckerwar, D. T. Blackstock, D. M. Hester: Atmospheric absorption of sound: Further developments. J. Acoust. Soc. Am. 97 (1997) 680-683.

Danksagung

Diese Arbeit ist aus meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der inzwischen ehemaligen Arbeitsgruppe Angewandte Optik heraus entstanden. Hiermit bedanke ich mich ganz herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt Professor Dr. Klaus Hinsch für die Betreuung dieser Arbeit, seine immer fortwährende Unterstützung und für die gute Zusammenarbeit in vielen äußerst spannenden Projekten.

Ebenfalls bedanke ich mich bei Professor Dr. Volker Mellert für seine Unterstützung bei den akustischen Belangen meiner Arbeit, für seine akustische Expertise und nicht zuletzt für seine Bereitschaft, als Zweitgutachtung für diese Arbeit zur Verfügung zu stehen.

Auch danke ich Dr. Gerd Gülker und Dr. Heinz Helmers für die gute Zusammenarbeit und die ständige Bereitschaft, mit Rat und Tat zur Seite zu stehen.

Markus Schellenberg danke ich besonders für sein Engagement bei der Programmierung von MatLab-Scripten für die tomographische Aufnahme und Rekonstruktion von Schallfeldern.

Ebenfalls danken möchte ich unserem Techniker Rolf Harms, der den Bau vieler benötigter Komponenten erst möglich gemacht hat - und vor allem unermüdlich an dem Aufbau des parametrischen Wandlersystems aus vielen einzelnen Komponenten mitgewirkt hat.

Danken möchte ich auch den elektronischen und mechanischen Werkstätten der Universität Oldenburg, die eine Vielzahl an benötigten Spezialkomponenten gebaut haben.

Der Firma Sennheiser electronic GmbH & Co. KG, Wedemark, danke ich für die Bereitstellung eines Audiobeam-Prototyps, an dem wichtige Erkenntnisse für die Auslegung des aufzubauenden parametrischen Arrays gewonnen werden konnten. Mein besonderer Dank gilt dabei Dr.-Ing. Wolfgang Niehoff und Oliver Gelhard für ihre Unterstützung und Hilfe bei allen Fragen rund um das Thema Audiobeam.

Auch bedanke ich mich bei Prof. Dr. ir. Simon Doclo für die erfahrende Unterstützung und das Bereitstellen einer angepassten Version seiner Simulationssoftware für die Berechnung der Ultraschall-Abstrahlungscharakteristiken des Wandlerarrays.

Einen großen Dank auch an alle anderen (ehemaligen) Mitgliedern der Arbeitsgruppe Angewandte Optik, für die vielen kleinen und großen Hilfestellungen und Unterstützungen, den sehr kollegialen Umgang miteinander und die angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre.

Mein Dank gilt auch den vielen Partnern, mit denen ich im Laufe der Zeit in verschiedenen interdisziplinären Projekten zusammen gearbeitet habe. Gerade die Diskussionen mit ihnen haben viele Anregungen und Erkenntnisse für die Entwicklung des videoholografischen Schwingungsmessverfahrens und des parametrischen Wandlersystems gegeben.

Der Deutschen Bundesstiftung Umwelt (DBU), Osnabrück, danke ich für die finanzielle Förderung der Entwicklung des videoholografischen Schwingungsmessverfahrens für die Detektion von Putzablösungen an historischen Wandmalereien.

Ebenso danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), Bonn, für die finanzielle Förderung der Weiterentwicklung des Messverfahrens, in dessen Rahmen der parametrische Schallrichtstrahler entwickelt wurde.

Nicht zuletzt möchte ich auch allen meinen Freunden und Familienangehörigen für ihre große Unterstützung, gerade in der letzten Phase dieser Arbeit, ganz herzlich danken.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt habe.

Oldenburg, August 2011

Holger Joost

Lebenslauf

Persönliche Daten

Vor- und Zuname: Holger Joost

Geburtsdatum: 13.11.1963

Geburtsort: Kirchlinteln

Staatsangehörigkeit: deutsch

Bildungsgang

Schulbildung: 08/1970 – 07/1980 Grundschule Kirchlinteln, Realschule Verden

Berufsausbildung: 08/1980 – 01/1983 Berufsausbildung

zum Verwaltungsfachangestellten

Berufstätigkeit: 02/1983 – 08/1984 als Verwaltungsfachangestellter

Weiterführende

Schulbildung: 09/1984 – 06/1987 Oldenburg Kolleg,

Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Studium: 10/1987 – 04/1996 Carl von Ossietzky Universität Oldenburg

Studienfach: Diplomphysik

Diplomarbeit: Einsetzbarkeit gepulster Laserdioden in der elektronischen

Specklemuster-Interferometrie

Wissenschaftliche Tätigkeit

Universität Oldenburg: 05/1996 – 04/2010 als Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der

Arbeitsgruppe Angewandte Optik mit mehreren Unterbrechungen

unterschiedlicher Länge zwischen verschiedenen

Drittmittelprojekten seit 2006 Doktorand

Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost, K. Wolff: Detection of plaster detachments in historical murals by TV-holography of wall vibrations. Proc. art'96 'Non-Destructive Testing; Microanalytical Methods and Environmental Evaluation for Study and Conservation of Works of Art' (1996) 287-300, Budapest.
- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Mural inspection by vibration measurements with TV-holography. Proc. SPIE 3411 'Vibration measurements by laser techniques: advances and applications' (1998) 431-438.
- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Remote localization of debonded areas in historical murals by TV-holography. Proc. art'99 'Non-Destructive Testing and Microanalysis for the Diagnostics and Conservation of the Cultural and Environmental Heritage' (1999) 247-255, Rom.
- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Remote localization of debonded areas in historical murals by TV-holography. NDT NET - The e-Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonic (www.ndt.net) 4.11 (1999).
- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Vibration Monitoring by TV-Holography a Diagnostic Tool in the Conservation of Historical Murals. Proc. OWLS V 'Optics and Lasers in Biomedicine and Culture' (2000) 123-126, Springer-Verlag Berlin.
- T. Fricke-Begemann, G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Mural inspection by vibration measurements with TV-holography. Opt. and Lasers in Eng. 32 (2000) 537-548.
- G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Identifikation loser Putzschichten an historischen Wandmalereien durch akustische Anregung und laseroptische Detektion. Fortschritte der Akustik - DAGA 2000 (2000) 650-651, Deutsche Gesellschaft für Akustik, Oldenburg.
- G. Gülker, K. D. Hinsch, H. Joost: Large-scale investigation of plaster detachments in historical murals by acoustic stimulation and video-holographic detection. Proc. SPIE 4402 'Laser Techniques and Systems in Art Conservation' (2001) 184-193.
- S. Simon, G. Gülker, H. Joost, J. Frick: Non-destructive localization of detachments and fissures by video-holography and thermography in mural paintings Two case studies: The ancient library of Lycée Charlemagne in Paris, and the 'Salon Carré' of the Nancy town hall. Proc. LACONA IV 'Lasers in the Conservation of Artworks' (2001) 207-210, Paris.
- K. D. Hinsch, G. Gülker, H. Joost: Damage monitoring in historical murals by speckle interferometry. Proc. SPIE 4829 'ICO XIX Optics for the Quality of Life' (2002) 85-86.
- H. Joost, K. D. Hinsch: Visualisierung des akustischen Nahfeldes von Luftschallwandlern mit der elektronischen Specklemuster Interferometrie (ESPI). Proc. DGaO (2004) A32.

- K. D. Hinsch, G. Gülker, H. Hinrichs, H. Joost: Artwork Monitoring by Digital Image Correlation. Proc. LACONA V 'Lasers in the Conservation of Artworks', Springer Proceedings in Physics 100 (2005) 459-467, Springer-Verlag Berlin u.a.
- H. Joost, K. D. Hinsch: Tomographic study of acoustic emission by parametric arrays for airborne sound. Proc. DGaO (2005) A3.
- H. Joost, K. D. Hinsch, G. Gülker: TV-holographic mapping of airborne sound fields for the design of parametric arrays. Proc. SPIE 5856 'Optical Measurement Systems for Industrial Inspection IV' (2005) 674-681.
- K. D. Hinsch, H. Joost, G. Gülker: Tomographic mapping of airborne sound fields by TV-holography. Proc. FRINGE '05 (2005) 648-655, Springer-Verlag Berlin u.a.
- H. Joost, K. D. Hinsch: Sound field monitoring by tomographic electronic speckle pattern interferometry. Opt. Commun. 259.2 (2006) 492-498.
- K. D. Hinsch, K. Zehnder, H. Joost, G. Gülker: Monitoring detaching murals in the Convent of Müstair (Switzerland) by optical metrology. Journal of Cultural Heritage 10.1 (2009) 94-105.