

Stark gerichtete Audio-Beschallung mit parametrischem Ultraschall-Lautsprecher

Zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTORINGENIEUR (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik
der Universität Paderborn
vorgelegte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Dirk Olszewski
Paderborn

Referent: Prof. Dr.-Ing. Bernd Henning
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Hilleringmann

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.2008

Paderborn, den 16.07.2008

Diss. EIM-E/237

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit am Ulmer Forschungszentrum der Daimler AG, vormals DaimlerChrysler AG im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Forschungsprojekts CHIL. Die angefertigten Ultraschall-Lautsprecher wurden hierbei für die gezielte Beschallung einzelner Personen mit Sprachsignalen eingesetzt. Die Promotion wurde im Fachgebiet Elektrische Messtechnik an der Universität Paderborn durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt daher Herrn Prof. Dr.-Ing. Bernd Henning für die Ermöglichung der Promotion in seinem Fachgebiet und die Übernahme des Erstgutachtens sowie für seine vielfältige Betreuung und Unterstützung in wissenschaftlichen Belangen. An dieser Stelle danke ich auch Herrn Prof. Dr.-Ing. Ulrich Hilleringmann für die Übernahme des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr.-Ing. Klaus Meerkötter für die intensive Durchsicht meines Manuskriptes.

Einen speziellen Dank richte ich an Herrn Dr.-Ing. Klaus Linhard, der eine Vielzahl inspirierender Diskussionen über ein breites Spektrum der Signalverarbeitung und der Schallausbreitung mit mir führte. Durch seine Unterstützung in wissenschaftlichen Fragestellungen unter gleichzeitiger Beachtung der praktischen Realisierbarkeit meiner Ansätze gab er mir so manchen motivierenden Denkanstoß.

Recht herzlich bedanke ich mich bei den Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Dialogsysteme und hier im Besonderen Frau Sandra Mann, Herrn Dr.-Ing. André Berton und Herrn Thomas Jersak, die den Verlauf meiner Arbeit mit großem Interesse verfolgten und mir mit zahlreichen konstruktiven Ratschlägen zur Seite standen.

Den Mitarbeitern des Fachgebiets Elektrische Messtechnik, vor allem aber Herrn Dr.-Ing. Dietmar Wetzlar und Herrn Jens Rautenberg danke ich für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen.

Zuletzt und daher an bevorzugter Stelle danke ich meinen Eltern, Käthe und Dr. h. c. Egon Olszewski, die mir durch ihre Fürsorge und zahlreiche glückliche Stunden meine gesamte Ausbildung und diese Arbeit im Besonderen ermöglichten.

Dirk Olszewski

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Wissenschaftlich-technische Zielstellung	12
3	Physikalische Grundlagen	14
3.1	Schallausbreitung in Luft	14
3.1.1	Modellgleichungen.....	14
3.1.1.1	Gleichung der Massenerhaltung	15
3.1.1.2	Gleichung der Impulserhaltung	15
3.1.1.3	Entropiegleichgewicht	17
3.1.1.4	Thermodynamische Zustandsgleichung	18
3.1.1.5	Vereinfachte Grundgleichungen	18
3.1.1.6	Vollständige Wellendifferentialgleichung zweiter Ordnung.....	19
3.1.1.7	Verlustfreie, lineare Wellendifferentialgleichung	20
3.1.1.8	Verlustbehaftete, lineare Schallausbreitung	20
3.1.2	Elementare Wellenformen	21
3.1.3	Energie und Leistung	24
3.1.4	Raum- und Klimaeinflüsse auf die Schallausbreitung	24
3.2	Nichtlineare Akustik.....	27
3.2.1	Ursache der Nichtlinearität	28
3.2.2	Unterscheidung zwischen linearer und nichtlinearer Akustik	31
3.2.3	Westervelt-Gleichung	31
3.2.4	Nichtlineare Phänomene	32
3.2.4.1	Progressive Verzerrungen, Stoßbildung und akustische Sättigung ..	32
3.2.4.2	Isotropisierung eines Schallstrahls	37
3.2.4.3	Differenztonerzeugung	38
3.2.4.4	Reflexion an einer Stoßfront.....	38

3.3	Akustischer Strahlungsdruck.....	39
3.4	Elektroakustische Schallquellen.....	42
3.4.1	Modell des Kolbenstrahlers.....	42
3.4.2	Ultraschall-Lautsprecher.....	46
3.4.2.1	Schallerzeugung mittels parametrischen Arrays.....	46
3.4.2.2	Schallerzeugung mittels modulierten Strahlungsdrucks.....	53
3.4.2.3	Nicht-parametrisch erzeugter Hörschall.....	54
3.4.2.4	Summe der an der Schallerzeugung beteiligten Effekte.....	55
3.5	Audible Wahrnehmung durch den Menschen.....	56
3.5.1	Anatomie und Funktion des menschlichen Gehörs.....	56
3.5.2	Hörschall.....	59
3.5.3	Sprachverständlichkeit.....	60
3.5.4	Ultraschallhören.....	63
3.5.5	Hochenergetischer Schall.....	64
3.6	Zusammenfassung.....	65
4	Beurteilungskriterium zur stark gerichteten Audio-Beschallung.....	66
4.1	Audiorichtwirkung.....	66
4.2	Audiofrequenzgang und Audioschalldruck.....	68
4.3	Zusammenfassung.....	69
5	Stand der Technik.....	70
5.1	Konventionelle Hörschallquellen zur gerichteten Beschallung.....	70
5.1.1	Einzelne Hörschallquellen.....	70
5.1.1.1	Konuslautsprecher.....	70
5.1.1.2	Horn- und Druckkammerlautsprecher.....	71
5.1.1.3	Elektrostatische Flachlautsprecher.....	73
5.1.1.4	Fokussierende Lautsprecher.....	73
5.1.2	Mehrfachanordnungen und Arrays.....	73
5.1.2.1	Unterdrückung von Nebenkeulen.....	74
5.1.2.2	Fokussierende Beschallung mit Arrays.....	74
5.1.2.3	Zeitumkehrtechnik.....	75
5.1.2.4	Endfire-Arrays in der Beschallungstechnik.....	76

5.2	Parametrische Ultraschall-Lautsprecher	76
5.2.1	Ultraschallquellen	76
5.2.1.1	Kapazitive Ultraschallquellen.....	77
5.2.1.2	Piezoelektrische Ultraschallquellen.....	79
5.2.2	Kommerziell verfügbare Ultraschall-Lautsprecher.....	82
5.2.3	Parametrische Systeme mit Strahlsteuerung	82
5.3	Zusammenfassung	83
6	Lösungsansätze	84
6.1	Dimensionierung der Ultraschallquelle	84
6.1.1	Vorbetrachtungen zu Ultraschalldruck, Trägerfrequenz und Dimensionierung.....	85
6.1.2	Gewährleistung einer ausreichenden Sprachverständlichkeit.....	91
6.1.3	Maßnahmen zur Linearisierung des Audiofrequenzgangs.....	92
6.1.4	Maßnahmen zur Verzerrungsreduzierung.....	93
6.1.5	Erhöhung des Wirkungsgrades des Ultraschall-Lautsprechers.....	94
6.1.6	Wahl geeigneter Ultraschallquellen	94
6.1.7	Wahl geeigneter Anordnungen von Ultraschallquellen	96
6.2	Ultraschall-Lautsprecher für feste Ziele	97
6.3	Ultraschall-Lautsprecher für bewegte oder mehrere Ziele	103
6.3.1	Hybrider Ansatz	104
6.3.2	Mehrkanalansatz	106
6.4	Gewährleistung der medizinischen Unbedenklichkeit	109
6.5	Anwendungen in geringen Nutzungsentfernungen	109
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Literatur- und Quellenverzeichnis	116
A	Anhang.....	122
A.1	Kommerziell verfügbare Ultraschall-Lautsprecher	122

Verzeichnis der verwendeten Symbole und Abkürzungen

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	m	Geometrische Sehne
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
c_0	m/s	Kleinsignalschallgeschwindigkeit
c_s	m/s	Stoßausbreitungsgeschwindigkeit
c'	m/s	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
d	m	Geometrischer Abstand
d_K	m	Kolbenauslenkung
f	Hz	Frequenz
$f_{PA, \max}$	Hz	Obere Grenzfrequenz des parametrisch erzeugten Hörschalls
$f_{PA, \min}$	Hz	Untere Grenzfrequenz des parametrisch erzeugten Hörschalls
f_R	Hz	Resonanzfrequenz
f_{Ultra}	Hz	Ultraschallträgerfrequenz
h	m	Geometrische Höhe
j	-	Imaginäre Zahl
k	m ⁻¹	Wellenzahl
k_{PA}	m ⁻¹	Wellenzahl des parametrisch erzeugten Hörschalls
k_{Ultra}	m ⁻¹	Ultraschallwellenzahl
l	m	Längenausdehnung
m	kg	Masse
m_{mol}	g/mol	Molare Masse
m_S	kg	Mitschwingende Luftmasse beim Kolbenstrahler
n	m	Komponente des Normalenvektors
p	Pa	Gesamtdruck
p_0	Pa	Ruhedruck
p_A	Pa	Anfangsgesamtdruck am Ort der Schallquelle

p_{\sim}	Pa	Schallwechseldruck, Schalldruck
$p_{\sim A}$	Pa	Anfangsschallwechseldruck am Ort der Schallquelle
$p_{\sim \text{Audio}}$	Pa	Wechseldruck des insgesamt erzeugten Hörschalls
$p_{\sim \text{dB}}$	dB	Schallwechseldruckpegel, bezogen auf $p_{\sim \text{ref}}$
$p_{\sim \text{np}}$	Pa	Wechseldruck des nichtparametrisch erzeugten Hörschalls
$p_{\sim \text{PA}}$	Pa	Wechseldruck des parametrisch erzeugten Hörschalls
$p_{\sim \text{prim}}$	Pa	Primärer Schallwechseldruck des parametrischen Arrays
$p_{\sim \text{ref}}$	Pa	Referenzschallwechseldruck
$p_{\sim \text{Sättigung}}$	Pa	Sättigungsschallwechseldruck
$p_{\sim \text{sek}}$	Pa	Sekundärer Schallwechseldruck des parametrischen Arrays
p_{Str}	Pa	Akustischer Strahlungsdruck
$p_{\text{Str, L}}$	Pa	Langevinscher akustischer Strahlungsdruck
$p_{\text{Str, R}}$	Pa	Rayleighscher akustischer Gesamt-Strahlungsdruck
$p_{\sim \text{Str}}$	Pa	Schallwechseldruck aus akustischem Strahlungsdruck
$p_{\sim \text{Ultra}}$	Pa	Ultraschallwechseldruck
q	J	Wärmemenge
r	m	Radius oder radialer Abstand
r_{H}	m	Hallradius
$r_{\text{H,G}}$	m	Hallabstand
s	J/K	Gesamtentropie
s_0	J/K	Ruheentropie
s_{\sim}	J/K	Wechselentropie durch Schall
t	s	Zeit
t_{A}	s	Anstiegszeit
u	V	Spannung
u_{\sim}	V	Gleichspannung
u_{\sim}	V	Wechselspannung
w	J/ m ³	Volumetrische Energiedichte
w_{kin}	J/ m ³	Volumetrische kinetische Energiedichte

w_{pot}	J/m^3	Volumetrische potentielle Energiedichte
x_1, x_2, x_3	m	Kartesische Raumkoordinaten
$x_{\text{Sättigung}}$	m	Sättigungsentfernung
\bar{x}	m	Stoßbildungsentfernung
A, B	-	Erster und zweiter Taylorreihen-Koeffizient
C	F	Elektrische Kapazität
E	-	Einhüllende des modulierten Ultraschalldrucks
F	m^2	Flächeninhalt
F_0	m^2	Inhalt der aktiven Fläche einer Schallquelle
F_{SA}	m^2	Äquivalente Schallabsorptionsfläche
G	-	Richtwirkung
H	-	Neumannfunktion
I	W/m^2	Schallintensität
J	-	Besselfunktion
K	N	Kraft
K_{A}	N	Antriebskraft
K_{C}	N	Coulombkraft
K_{L}	N	Reaktionskraft der Luft
L_{D}	m	Dämpfungslänge
L_{G}	m	Generationslänge
$L_{\text{G, total}}$	m	Totale Generationslänge
L_{N}	m	Nutzungsentfernung
L_{R}	m	Rayleighlänge
M	-	Akustische Machzahl
P	W	Schallleistung
R_{ak}	$\text{kg}/\text{m}^2\cdot\text{s}$	Strahlungswiderstand des Kolbenstrahlers
R^{N}	$\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$	Universelle Gaskonstante
Re_{ak}	-	Akustische Reynoldszahl
T	K	Temperatur
V	m^3	Volumen

W	J	Energie
Z_0	kg/m ² ·s	Kennimpedanz der Luft
Z_{ak}	kg/s	Akustische Strahlungsimpedanz des Kolbenstrahlers
α	m ⁻¹	Dämpfungskoeffizient
α_L	m ⁻¹	Dämpfungskoeffizient für Luft
α_V	m ⁻¹	Dämpfungskoeffizient aus Zähigkeit und Wärmeleitung
β	-	Nichtlinearitätskoeffizient
γ	-	Adiabatexponent
δ	m ² /s	Dissipationsfaktor
v_{ij}	-	Kroneckersymbol
ε	° (Grad)	Geometrischer Winkel
ζ	J/(kg·K)	Spezifische Wärmekapazität
ζ_p	J/(kg·K)	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
ζ_V	J/(kg·K)	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
η_{PA}	-	Wirkungsgrad der parametrischen Schallerzeugung
ϑ	kg/s·m	Viskositätskoeffizient
θ	° (Grad)	Geometrischer Winkel
ι	Hz	Halbwertsbreite
κ	W/(K·m)	Spezifische Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Schallwellenlänge
μ	N·s/m ²	Gesamtviskosität
μ_s	N·s/m ²	Scherviskosität
μ_V	N·s/m ²	Volumenviskosität
ν	m/s	Schallschnelle
ν_K	m/s	Kolbenschnelle
ξ	-	Akustische Raumübertragungsfunktion
ρ	kg/m ³	Dichte
ρ_0	kg/m ³	Ruhedichte
ρ_{\sim}	kg/m ³	Schallwechseldichte

σ	-	Dimensionslose Entfernung, bezieht sich auf \bar{x}
τ	s	Retardierte Zeit
$\varphi_{\text{PA}, i}$	s	Phase der i -ten virtuellen Quelle des parametrischen Arrays
ψ	-	Modulationstiefe
ω	s ⁻¹	Kreisfrequenz
ω_{PA}	s ⁻¹	Kreisfrequenz des parametrisch erzeugten Hörschalls
ω_{sek}	s ⁻¹	Sekundäre Kreisfrequenz des parametrischen Arrays
ω_{prim}	s ⁻¹	Primäre Kreisfrequenz des parametrischen Arrays
ω_{Ultra}	s ⁻¹	Kreisfrequenz des Ultraschallträgers
Γ	-	Richtfaktor
Γ_{PA}	-	Richtfaktor des parametrisch erzeugten Hörschalls
Γ_{K}	-	Richtfaktor des Kolbenstrahlers
Γ_{W}	-	Westervelt-Richtfaktor
Δ	-	Delta-Operator
Θ	m ² /s	Sekundärquellendichte des parametrischen Arrays
Λ	-	Laplace-Operator
\mathcal{E}	-	Beliebige Konstante
Π	Pa	Akustischer Spannungstensor
Ω	-	Raumwinkel
\mathcal{L}	J	Lagrange-Dichte
∇	-	Nabla-Operator
\square	-	D'Alembert-Operator
$\langle \rangle$	-	Mittelwert-Operator

Abkürzungen

CHIL	Computers in the Human Interaction Loop
KZK	Khoklov-Zabolotskaya-Kuznetsov
lin	Linear
log	Logarithmisch
PA	Public Address
PVDF	Polyvinylidenfluorid

Kurzfassung

Für eine stark gerichtete Audio-Beschallung soll ein Hörschallstrahl erzeugt werden, mit dem Personen gezielt beschallt werden können, ohne dabei benachbarte Personen zu stören. Zu diesem Zweck werden zunächst verschiedene konventionelle Technologien hinsichtlich ihrer Eignung zur gerichteten Schallabstrahlung verglichen. Da diese jedoch überwiegend unzureichende Ergebnisse liefern, wird stattdessen ein parametrischer Ultraschall-Lautsprecher verwendet. Dieser ermöglicht die Erzeugung eines stark gerichteten Hörschallstrahls bei Verwendung einer Schallquelle, deren Abmessung klein gegenüber der Audiowellenlänge ist. Das Funktionsprinzip und die dem zugrunde liegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten eines solchen Ultraschall-Lautsprechers werden ausführlich untersucht. Auf Grundlage der daraus gewonnenen Erkenntnisse wurden Prototypen für verschiedene Applikationen angefertigt, die vorgestellt und anhand der Aufgabenstellung bewertet werden. Während die Anwendung eines parametrischen Ultraschall-Lautsprechers in geringem Abstand zur Schallquelle aus verschiedenen Gründen scheitert, lässt sie sich dagegen in ausreichend großem Abstand zur Schallquelle mit befriedigendem Ergebnis realisieren.

1 Einleitung

Mit Hilfe geeigneter Maßnahmen der Audio-Beschallung soll eine persönliche Hörzone geschaffen werden. Eine Person innerhalb dieser Hörzone soll akustisch übermittelte Informationen abhören können, ohne dass dadurch Personen außerhalb dieser Hörzone belästigt werden. Demzufolge ist ein möglichst großer Übersprechabstand zu benachbarten Hörpositionen zu erzielen. Um diese Forderung zu erfüllen, wird eine Audio-Beschallung in Form eines stark gerichteten Audioschallstrahls angestrebt, welcher sich durch eine deutlich ausgeprägte Richtwirkung auszeichnet.

Der Grad der Ausprägung dieser Richtwirkung hängt im Allgemeinen von der Größe der Schallquelle im Vergleich zur abgestrahlten Schallwellenlänge ab. Bei Verwendung konventioneller Schallquellentechnologien, wie beispielsweise dem elektrodynamischen Konuslautsprecher, werden hierzu rasch große Dimensionen von einem Meter Durchmesser und mehr erforderlich. Gleichzeitig werden Nebenkeulen erzeugt, die zu einer zusätzlichen, unerwünschten Schallabstrahlung zur Seite resultieren. Der parametrische Ultraschall-Lautsprecher dagegen ist in der Lage, einen stark gerichteten Audioschallstrahl zu erzeugen, der prinzipiell frei von Nebenkeulen ist. Die Erzeugung des Audioschallstrahls geht zunächst aus einem Ultraschallstrahl hervor. Da dessen Wellenlänge im Allgemeinen deutlich geringer als die des Audioschalls ist, sind zur Erzeugung der starken Richtwirkung deutlich geringere Abmessungen ausreichend, die sogar klein gegenüber der Audiowellenlänge sein können. Allerdings treten hier wiederum verschiedene Nachteile im Vergleich zur Verwendung konventioneller Audioschallquellen auf, wie beispielsweise die Eigenschaft des Ultraschall-Lautsprechers, tiefe Audiofrequenzen nur mit geringem Pegel wiedergeben zu können.

Die physikalischen Gesetzmäßigkeiten, denen die Funktionsweise des Ultraschall-Lautsprechers zugrunde liegt, werden zunächst detailliert untersucht und beschrieben. Anschließend werden Prototypen für verschiedene Applikationen beschrieben, die auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse konstruiert wurden. Vergleiche der Richtwirkung mit denen konventioneller Systeme verdeutlichen die Überlegenheit des Ultraschall-Lautsprechers. Gleichzeitig müssen aber auch Maßnahmen getroffen werden, welche die Nachteile des Ultraschall-Lautsprechers ausreichend kompensieren, um eine adäquate Anwendbarkeit zu gewährleisten.

2 Wissenschaftlich-technische Zielstellung

Die Hauptziele dieser Arbeit sind die Erforschung der Gesetzmäßigkeiten der parametrischen Schallerzeugung und die Dimensionierung von Prototypen zur gerichteten Audio-Beschallung mit einem parametrischen Ultraschall-Lautsprecher. Die Beschallung soll vordergründig in Konferenz- oder Besprechungsräumen Anwendung finden. Dabei soll die Schallquelle an der Decke eines entsprechenden Raumes montiert werden, so dass Personen direkt von oben beschallt werden. Im Allgemeinen ergibt sich somit eine Nutzungsentfernung von mindestens zwei Metern. Die stark gerichtete Beschallung soll darüber hinaus auch in größeren Entfernungen nutzbar bleiben. Zusätzlich sollen Personen sowohl mit fester als auch mit ortsveränderlicher Position beschallt werden, weshalb eine entsprechende Strahlsteuerung zu implementieren ist.

Hierzu ist die Untersuchung der Gesetzmäßigkeiten der Schallausbreitung und der Erzeugung einer bestimmten Richtwirkung sowie die subjektive Wahrnehmung entsprechender Schallereignisse durch das menschliche Gehör notwendig. Hierauf aufbauend ist ein Kriterium zur Beurteilung der Qualität der stark gerichteten Audio-Beschallung aufzustellen. Dabei ist die subjektive Wahrnehmung durch das Gehör ebenfalls zu berücksichtigen, um notwendige Mindestanforderungen an die stark gerichtete Beschallung stellen zu können. Das Kriterium soll bewusst einfach gehalten werden, um daraus möglichst zielführende Forderungen ableiten zu können. Auf den Einfluss des Nutzers auf das Schalfeld soll daher in diesem Fall verzichtet werden. Zudem sind entsprechende Anforderungen an die Dimensionierung der Prototypen zu definieren. Diese beinhalten die Festlegung von Mindestwerten von Frequenzbereich, Richtwirkung und Schalldruck für eine ausreichend stark gerichtete Audio-Beschallung.

Ein Vergleich vorhandener Technologien anhand des Beurteilungskriteriums ist durchzuführen. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, verfügen konventionelle Beschallungstechnologien nicht über befriedigende Eigenschaften. Stattdessen besitzt die Technologie des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers das meistversprechende Potential zur stark gerichteten Audio-Beschallung und soll daher in dieser Arbeit Anwendung finden.

Obwohl bereits verschiedene kommerzielle Produkte am Markt verfügbar sind, welche auf dem Prinzip des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers basieren, existiert nach Kenntnis eigener Recherchen kaum öffentlich verfügbares Material, welches die Dimensionierung eines Ultraschall-Lautsprechers ausreichend detailliert und zusammenhängend beschreibt. Daher sind zu diesem Zweck die Funktionsprinzipien und die technischen Eigenschaften des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers eingehend zu erforschen, um ein Verständnis für die physikalischen Zusammenhänge zu erhalten. Diese Untersuchungen beinhalten zunächst die Betrachtung der Schallausbreitung unter Berücksichtigung nichtlinearer Effekte und darauf aufbauend die Untersuchung der parametrischen Schallerzeugung. Bei der parametrischen Schallerzeugung sind zusätzliche Mechanismen wie die Schallerzeugung durch modulierten akustischen Strahlungsdruck zu berücksichtigen, die nach aktuellem Kenntnisstand bisher keine Beachtung fanden. Diese Mechanismen sind detailliert zu untersuchen und sowohl theoretisch zu beschreiben als auch messtechnisch zu belegen.

Des Weiteren ist ein geeignetes Verfahren zur Dimensionierung und Parametrierung eines prototypischen parametrischen Ultraschall-Lautsprechers abzuleiten. Dieses soll sowohl die Festlegung physischer Details wie Schallquellenarten, -formen und -abmessungen sowie die Charakterisierung einer entsprechenden Signalverarbeitung beinhalten. Basierend auf diesem Verfahren sollen zudem entsprechende Prototypen realisiert werden. Die akustischen Eigenschaften dieser Prototypen sind zu vermessen und anhand des Beurteilungskriteriums zu bewerten.

3 Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel behandelt die physikalischen Grundlagen zur Beschreibung der Schallausbreitung in Luft, der Schallquellen bis hin zur Wahrnehmung von Schall durch den Menschen. Zusätzlich wird die parametrische Erzeugung von Schall erklärt, welche das Funktionsprinzip des Ultraschall-Lautsprechers darstellt.

3.1 Schallausbreitung in Luft

Im Alltag wird überwiegend von einer linearen Akustik ausgegangen, die dadurch gekennzeichnet ist, dass schallverursachte Druck- und Dichteänderungen im Ausbreitungsmedium Luft klein gegenüber ihren Ruhegrößen sind. Diese Vereinfachung durch Vernachlässigung nichtlinearer Verhältnisse ist zulässig und sinnvoll, da der Fehler in den meisten Fällen sehr gering ist. Nichtlinearitäten bei größeren Amplituden verursachen allerdings genau diejenigen Effekte, die in dieser Arbeit genutzt werden. In den folgenden Betrachtungen werden daher die für die Schallausbreitung geltenden Verhältnisse – ausgehend von grundsätzlichen Modellgleichungen – zunächst ganzheitlich, d. h. ohne Vernachlässigung nichtlinearer Eigenschaften beschrieben und anschließend eine lineare Wellendifferentialgleichung unter Vernachlässigung nichtlinearer Eigenschaften aufgestellt. Eine Betrachtung der nichtlinearen Akustik erfolgt gesondert im Abschnitt 3.2.

3.1.1 Modellgleichungen

Schall ist charakterisiert durch eine geordnete Schwingung von Materieteilchen, d. h. eine Auslenkung von der Ruhelage in einer bestimmten Vorzugsrichtung, wodurch er sich abgrenzt von dem Phänomen Wärme, welches eine stochastische, ungeordnete Bewegung der Teilchen ist. Durch Energieübertrag von Teilchen zu Teilchen setzt sich diese Schwingung als Welle fort. Man unterscheidet zunächst zwischen der Schallausbreitung in Festkörpern, welche sowohl über eine Volumen- als auch eine Formelastizität verfügen, und der in Fluiden, also Gasen und Flüssigkeiten, welche lediglich eine Volumenelastizität besitzen. Als Luftschall wird dementsprechend die Schallausbreitung in Luft bezeichnet, welcher in der vorliegenden Arbeit ausschließlich betrachtet wird. Abgesehen von Grenzschichteffekten findet eine Schallausbreitung in Luft ausschließlich in Form einer Longitudinalwelle statt, da in idealen Gasen keine Schubspannungen auftreten [1].

Die Schallausbreitung in Luft unterliegt den Gesetzen der Thermodynamik, dementsprechend sind zunächst vier Grundgleichungen notwendig, um sie zu beschreiben: die der Massenerhaltung, der Impulserhaltung, des Entropiegleichgewichts und die thermodynamische Zustandsgleichung.

3.1.1.1 Gleichung der Massenerhaltung

Die Gleichung der Massenerhaltung (3.1) sagt aus, dass die zeitliche Änderung der Dichte eines Volumenelements die Ursache für einen Teilchenfluss ist [2].

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \vec{v} = 0 \quad (3.1)$$

Dabei ist $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \nabla$ die totale Ableitung nach der Zeit t , $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$ bezeichnet den

Nabla-Operator, während x_1 , x_2 und x_3 die kartesischen Koordinaten des dreidimensionalen Raumes darstellen, ρ ist die Dichte der Luft und v die Geschwindigkeit der ausgelenkten Teilchen, die auch als Schallschnelle bezeichnet wird.

3.1.1.2 Gleichung der Impulserhaltung

Die Gleichung der Impulserhaltung (3.2) beschreibt die Impulserhaltung eines Einheitsvolumens unter Berücksichtigung von Verlusten [2]:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} + \nabla p = \mu_s \Lambda \vec{v} + \left(\mu_v + \frac{1}{3} \mu_s \right) \nabla (\nabla \vec{v}) \quad (3.2)$$

Dabei ist p der insgesamt herrschende thermodynamische Luftdruck mit $p = p_0 + p_-$, wobei p_0 den atmosphärischen Ruhedruck und p_- einen wechselnden Druckanteil bezeichnet, der schließlich Schallwechseldruck oder kurz Schalldruck genannt wird. Entsprechend lässt sich schreiben: $\rho = \rho_0 + \rho_-$ mit ρ_0 als Ruhedichte des ungestörten Mediums und ρ_- als den durch die Anregung verursachten Wechselanteil, der entsprechend auch als Schallwechseldichte bezeichnet werden kann. Die Ruhedichte der Luft ρ_0 beträgt nach [1] etwa $1,29 \text{ kg/m}^3$ bei einer

Temperatur von 20 °C. Während die Scherviskosität μ_s für die Impulsdiffusion zwischen benachbarten Teilchen verschiedener Geschwindigkeiten bzw. Teilchenschnellen verantwortlich ist, lässt sich die Volumenviskosität μ_v auf die Teilchenbewegung zwischen Orten verschiedener Dichten zurückführen. Der Ausdruck $\Lambda = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}$ beschreibt den Laplace-Operator. Mit den Identitäten $\nabla(\nabla \vec{v}) = \Lambda \vec{v} + \nabla \times \nabla \times \vec{v}$ und für den konvektiven Term $(\vec{v} \nabla) \vec{v} = (1/2) \nabla v^2 - \vec{v} \times \nabla \times \vec{v}$ in $D \vec{v} / Dt$ lässt sich Gleichung (3.2) auch schreiben als:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p_{\sim} = \left(\mu_v + \frac{4}{3} \mu_s \right) \Lambda \vec{v} - \frac{1}{2} \rho_0 \nabla v^2 - \rho_{\sim} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\mu_v + \frac{1}{3} \mu_s \right) \nabla \times \nabla \times \vec{v} + \rho_0 \vec{v} \times \nabla \times \vec{v} \quad (3.3)$$

Die letzten beiden Terme auf der rechten Seite von Gleichung (3.3) beschreiben ein Wirbelfeld, das in der Nähe von Grenzschichten theoretisch eine Transversalwelle ermöglicht. Diese beiden Terme klingen jedoch mit zunehmender Entfernung von Grenzschichten exponentiell ab und werden rasch klein gegenüber den ersten beiden, weshalb sie im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden. Schallfelder werden daher im Folgenden als wirbelfrei und die Schallausbreitung als ausschließlich in Form einer Longitudinalwelle möglich angenommen und Gleichung (3.3) lässt sich wie folgt schreiben [2]:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p_{\sim} = \left(\mu_v + \frac{4}{3} \mu_s \right) \Lambda \vec{v} - \frac{1}{2} \rho_0 \nabla v^2 - \rho_{\sim} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$$\text{bzw. } \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p_{\sim} = - \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \left(\mu_v + \frac{4}{3} \mu_s \right) \nabla \frac{\partial p_{\sim}}{\partial t} - \nabla \mathcal{L} \quad (3.5)$$

mit der Lagrange-Dichte zweiter Ordnung \mathcal{L} , welche die Differenz der mittleren kinetischen und der mittleren potentiellen Energiedichte beschreibt [2]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 - \frac{p_{\sim}^2}{2 \rho_0 c_0^2} = \langle w_{\text{kin}} \rangle - \langle w_{\text{pot}} \rangle \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet c_0 die Kleinsignalgeschwindigkeit und κ die spezifische Wärmeleitfähigkeit. Für die Ausbreitung ebener Wellen gilt $\mathcal{E} = 0$ und unter der Annahme einer verlustlosen Schallausbreitung in Luft, d. h. $\mu_s = 0$, $\mu_v = 0$, $\kappa = 0$ reduziert sich Gleichung (3.5) zu

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p_- = 0 \quad (3.7).$$

3.1.1.3 Entropiegleichgewicht

Die Gleichung des Entropiegleichgewichts (3.8) beschreibt die Änderung der Entropie und die Wärmeleitung im verlustbehafteten Medium bei Änderung der Temperatur [2], wobei der letzte Term auf der rechten Seite in Tensorschreibweise dargestellt ist:

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = \kappa \Delta T + \mu_v (\nabla \vec{v})^2 + \frac{1}{2} \mu_s \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} v_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (3.8)$$

Die absolute Temperatur wird mit T bezeichnet und für die Entropie s gilt [2]:

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (3.9),$$

wobei dq die Änderung der Wärmemenge bezeichnet. Des Weiteren bezeichnet v_{ij} das Kronecker-Symbol mit

$$v_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{für } i = j \\ 0 & \text{für } i \neq j \end{cases} \quad (3.10).$$

Abseits von Grenzflächen können die letzten beiden Terme auf der rechten Seite der Entropiegleichung (3.8) vernachlässigt werden und diese reduziert sich mit $s = s_0 + s_-$ und $T = T_0 + T_-$ zu

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s_-}{\partial t} = \kappa \Delta T_- \quad (3.11).$$

Bei Annahme eines verlustlosen Mediums gilt $\mu_s = 0$, $\mu_v = 0$, $\kappa = 0$ und damit $s = s_0$, wodurch die Entropiegleichung (3.8) schließlich hinfällig wird [2].

3.1.1.4 Thermodynamische Zustandsgleichung

Die Zustandsgleichung (3.12) drückt die Abhängigkeit des Drucks eines Mediums von seiner Dichte und seiner Temperatur bzw. von Dichte und Entropie aus [2]:

$$p = p(\rho, T) \text{ bzw. } p = p(\rho, s) \quad (3.12)$$

Unter Annahme der Luft als ein ideales Gas, d. h. ein Gas, bei dem sowohl $p/\rho T$ als auch der Adiabatenexponent $\gamma = \zeta_p / \zeta_v$ mit ζ_p als spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und ζ_v entsprechend bei konstantem Volumen konstant sind, lässt sich die Zustandsgleichung (3.12) auch angeben als:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma e^{\frac{s-s_0}{\zeta_v}} \quad (3.13)$$

Mit $s = s_0$ entfällt in Gleichung (3.13) die Abhängigkeit von der Entropie s und die Zustandsgleichung wird zu:

$$p = p(\rho) \text{ bzw. } \frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (3.14)$$

3.1.1.5 Vereinfachte Grundgleichungen

Zusammenfassend lässt sich die Anzahl der zu betrachtenden Modellgleichungen unter Annahme eines verlustfreien Mediums ohne Wirbel abseits von Grenzflächen auf drei reduzieren:

$$\text{Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung): } \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \vec{v} = 0 \quad (3.15)$$

$$\text{Bewegungsgleichung (Impulserhaltung): } \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} + \nabla p = 0 \quad (3.16)$$

$$\text{Zustandsgleichung: } \frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (3.17)$$

3.1.1.6 Vollständige Wellendifferentialgleichung zweiter Ordnung

Für Luft als verlustbehaftetes, aber ideales Gas lassen sich die Gleichungen (3.1), (3.9) und (3.17) zu einer Wellendifferentialgleichung vereinen, welche die Schallausbreitung nach [2, 3] bis zur zweiten Ordnung korrekt beschreibt:

$$\square p_{\sim} = -\frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p_{\sim}}{\partial t^3} - \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_{\sim}^2}{\partial t^2} - \left(\Lambda + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathcal{L} \quad (3.18)$$

Dabei gelten folgende Beziehungen und Bezeichnungen:

$$\text{D'Alembert-Operator } \square = \Lambda - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.19)$$

$$\text{Dissipationsfaktor } \delta = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{4}{3} \mu_s + \mu_v \right) + \frac{\kappa}{\rho_0} \left(\frac{1}{\zeta_v} - \frac{1}{\zeta_p} \right) \quad (3.20)$$

Der Dissipationsfaktor gibt mit seinem ersten Term Verluste durch Zähigkeitseffekte und mit seinem zweiten Term Wärmeleitungsverluste an. Nach [3] gilt für Luft etwa: $\delta = 3,68 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$.

Im Zusammenhang mit der Ruhedichte spricht man auch vom Viskositätskoeffizienten ϑ mit $\vartheta = \rho_0 \delta$ [3].

3.1.1.7 Verlustfreie, lineare Wellendifferentialgleichung

Die gemeinhin bekannte Wellendifferentialgleichung wird unter Annahme verlustfreier Ausbreitung aus Gleichung (3.18) gewonnen, wenn alle Quellterme zu Null gesetzt werden [2]:

$$\square p_{\sim} = 0 \Leftrightarrow \Delta p_{\sim} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial t^2} \quad (3.21)$$

Eine Lösung dieser Gleichung lässt sich bei harmonischer Schwingung mit der Kreisfrequenz ω für den Schalldruck p_{\sim} wie folgt schreiben:

$$p_{\sim}(t) = \text{Re}\{\hat{p}_{\sim} e^{j(\omega t + \varphi)}\} = \text{Re}\{\underline{p}_{\sim} e^{j\omega t}\} \quad (3.22)$$

Dabei bezeichnet \hat{p}_{\sim} die Amplitude des Schalldrucks. Zwischen komplexem Schalldruck und komplexer Schallschnelle resultiert aus Gleichung (3.16) folgende Beziehung:

$$\underline{v}_i = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial \underline{p}_{\sim}}{\partial x_i} \quad (3.23)$$

3.1.1.8 Verlustbehaftete, lineare Schallausbreitung

Ausgehend von Gleichung (3.18) wird eine Ausbreitung ebener Wellen unter Betrachtung einer linearen Akustik angenommen, so dass sich die lineare, verlustbehaftete Wellengleichung angeben lässt zu [2]:

$$\square p_{\sim} = -\frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p_{\sim}}{\partial t^3} \Leftrightarrow \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial t^2} = -\frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p_{\sim}}{\partial t^3} = -\frac{\vartheta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^3 p_{\sim}}{\partial t^3} \quad (3.24)$$

Für den Viskositätskoeffizienten ϑ lässt sich nach Gleichung (3.20) auch schreiben:

$$\vartheta = \mu + \kappa \left(\frac{1}{\zeta_v} - \frac{1}{\zeta_p} \right) \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{4}{3} \mu_s + \mu_v \quad (3.25)$$

Dabei wird nun μ als Gesamtviskosität bezeichnet. Für den Lösungsansatz

$$p_{\sim} = \hat{p}_{\sim} e^{-\alpha_v x_i} \quad (3.26)$$

lässt sich nun für die aus den Zähigkeits- und Wärmeleitungseffekten resultierende Dämpfung ein entsprechender Ausbreitungskoeffizient α_v angeben mit [2, 4]:

$$\alpha_v = \frac{\vartheta \omega^2}{2 \rho_0 c_0^3} \quad (3.27)$$

Eine zusätzliche Dämpfung ist aufgrund der Luftabsorption zu berücksichtigen. Sie beruht auf der vereinfachend angenommenen Eigenschaft der Luft als zweiatomiges Gas, welche ein Gegeneinanderschwingen der beiden Atome eines Moleküls berücksichtigt. Da die Energie für diese intramolekulare Schwingung der Schallwelle entzogen wird, erfährt diese infolgedessen eine Dämpfung, welche folgerichtig auch als molekulare Luftabsorption bezeichnet wird [4]. Für einen Ansatz in der Form aus Gleichung (3.40) lässt sich dementsprechend ein Ausbreitungskoeffizient α_L angeben, der auf der Luftabsorption beruht. Im Allgemeinen ist α_L quadratisch von der Frequenz f abhängig, zusätzlich spielt die Luftfeuchtigkeit eine große Rolle [4, 5]. Zusammenfassend lässt sich die verlustbehaftete Schallausbreitung als Ausbreitungsdämpfung bezeichnen und mit folgendem Ansatz beschreiben:

$$p_{\sim} = \hat{p}_{\sim} e^{-(\alpha_v + \alpha_L) x_i} = \hat{p}_{\sim} e^{-\alpha' x_i} \quad (3.28)$$

mit $\alpha' = \alpha_v + \alpha_L$. Wird der Dämpfungskoeffizient in der Einheit dB/m angegeben mit $\alpha = 20 \cdot \log e^{\alpha'}$, lässt sich mit der Dämpfungslänge L_D diejenige Entfernung angeben, in welcher der Schalldruck um 3 dB abgenommen hat:

$$L_D = \frac{3}{\alpha} \quad (3.29)$$

3.1.2 Elementare Wellenformen

Der einfachste Fall der Schallausbreitung ist der, bei dem die Schallfeldgrößen ausschließlich von genau einer Koordinate abhängen. Innerhalb jeder Ebene senkrecht zu dieser Koordinate

herrscht dann ein einheitlicher Schwingungszustand, d. h. Phasengleichheit. Hängen die Schallfeldgrößen von genau einer kartesischen Koordinate x_i ab, sind diese Flächen parallele Ebenen, weshalb man hier von einer ebenen Welle spricht [6]. Gleichung (3.21) lässt sich demzufolge für eine Abhängigkeit von x_i schreiben als:

$$\frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial t^2} \quad (3.30) \quad p_{\sim}(x_i, t) = \operatorname{Re}\{ \underline{p_{\sim A}} e^{j(\omega t - kx_i)} \} \quad (3.31)$$

Gleichung (3.31) gibt eine Lösung von Gleichung (3.30) an, wobei $p_{\sim A}$ den Anfangsschalldruck am Ort der Schallquelle und $k = 2\pi / \lambda$ die Wellenzahl angibt. Das Verhältnis von Schalldruck zu Schallschnelle kann unter Zuhilfenahme von Gleichung (3.23) als Kennimpedanz des Mediums Z_0 definiert werden [2, 4]:

$$Z_0 = \frac{p_{\sim}}{v} = \rho_0 c_0 \quad (3.32)$$

Bei verlustloser Ausbreitung bleibt der Effektivwert des Schalldrucks einer ebenen Welle stets konstant.

Bei einer Abhängigkeit von der Polarkoordinate r sind die Flächen gleicher Phasen konzentrische Kugelschalen, weshalb diese Ausbreitungsart als Kugelwelle bezeichnet wird. Für Gleichung (3.21) gilt dann:

$$\frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p_{\sim}}{\partial r} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial t^2} \quad (3.33) \quad p_{\sim}(r, t) = \frac{1}{r} \operatorname{Re}\{ \underline{p_{\sim A}} e^{j(\omega t - kr)} \} \quad (3.34)$$

Gleichung (3.34) gibt eine Lösung von Gleichung (3.33) an. Im Gegensatz zur ebenen Welle ist hier die Schallschnelle nicht mehr proportional zum Schalldruck und besitzt nach (3.23) und der Beziehung $\nabla \vec{v} = (\partial v_r / \partial r) + (2v_r / r)$ sowohl einen mit dem Schalldruck gleichphasigen Anteil, der proportional zum Abstand abnimmt und für den Leistungstransport ins Fernfeld verantwortlich ist, als auch einen um 90° phasenverschobenen Anteil, der mit dem Quadrat des Abstands abnimmt und für die Blindleistung im Nahfeld der Schallquelle verantwortlich ist:

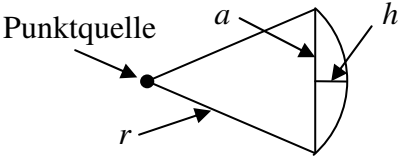
$$\underline{v} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p_{\sim A}}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{j(\omega t - kr)} \quad (3.35)$$

Die Unterscheidung zwischen Nah- und Fernfeld wird hier durch folgendes Verhältnis festgelegt:

$$\text{Fernfeld} \Leftrightarrow kr \gg 1 \quad (3.36)$$

Als Punktquelle, die im Ursprung des polaren Koordinatensystems angenommen wird, bezeichnet man eine Schallquelle, welche die Kugelwelle anregt. Da ihre Ausdehnung theoretisch unendlich klein ist, wird sie meist durch das Modell der atmenden Kugel ersetzt, welche durch Änderung ihres Durchmessers die sie umgebende Luft entsprechend komprimiert und dilatiert. Allgemein werden Schallquellen, deren Abmessungen kleiner sind als die Wellenlänge, als Punktquellen bezeichnet, die demzufolge eine ungerichtete Schallausbreitung anregen.

Vereinfachend wird selbst bei Ausbreitung einer Kugelwelle von einer ebenen Welle in einem lokal begrenzten Beobachtungsraum ausgegangen, sobald bei Projektion der Kugelwelle auf eine Ebene längs der Ausbreitungsrichtung die Differenz zwischen der durch den Beobachtungsraum definierten Sehne a und der Höhe h des zugehörigen Kreisbogens klein gegenüber der beobachteten Wellenlänge ist:



$$\frac{h}{\lambda} \ll 1 \Leftrightarrow \frac{r - \sqrt{r^2 - a^2/4}}{\lambda} \ll 1 \quad (4.37)$$

Da sich die von einer Punktquelle abgestrahlten Kugelschalen mit größer werdendem Abstand quasi-ebenen Flächen annähern, kann in Abständen größer als der Wellenlänge vereinfachend von einer lokal ebenen Welle ausgegangen werden:

$$\text{Ebene Welle} \Leftrightarrow r > \lambda \quad (3.38)$$

3.1.3 Energie und Leistung

Die durch eine Schallwelle in Ausbreitungsrichtung x_i transportierte Energie je Flächeneinheit wird mit der Intensität I bezeichnet [6]:

$$\vec{I} = \langle p \cdot v \rangle \vec{e}_{x_i} \quad (3.39)$$

Für die Ausbreitung ebener Wellen gilt zudem:

$$\vec{I} = Z_0 \langle v^2 \rangle \vec{e}_{x_i} = \frac{\langle p^2 \rangle}{Z_0} \vec{e}_{x_i} \quad (3.40)$$

Die akustische Leistung, die von einer Schallquelle emittiert wird, erhält man durch Integration von \vec{I} über die geschlossene Hüllfläche \vec{F} um die Schallquelle:

$$P = \oint_F \vec{I} \cdot d\vec{F} \quad (3.41)$$

3.1.4 Raum- und Klimaeinflüsse auf die Schallausbreitung

Für die Beschreibung der Schallausbreitung in quaderförmigen Räumen werden die Raumabmessungen L_{x1} , L_{x2} und L_{x3} in Relation zur Wellenlänge gesetzt. Man unterscheidet dementsprechend zwischen Räumen, die entweder klein oder groß im Vergleich zur Wellenlänge sind. Im erstgenannten Fall wird die Raumakustik durch die Eigenfrequenzen f_{lmn} des Raumes bestimmt [4]:

$$f_{lmn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{l}{L_{x1}}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_{x2}}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_{x3}}\right)^2} \quad \text{mit } l, m, n \in \mathbb{N} \quad (3.42)$$

Dementsprechend lässt sich eine komplexe Raumübertragungsfunktion $\underline{\xi}(\omega)$ angeben, welche die Schallübertragung von einer Schallquelle zu einem beliebigen Empfangspunkt bestimmt [4]:

$$\underline{\xi}(\omega) = \sum_w \frac{\Xi_w}{\omega^2 - \omega_w^2 - 2j\omega\alpha_w} \quad (3.43)$$

Die Koeffizienten Ξ_w sind abhängig von den Positionen von Quelle und Empfänger, wobei w ein Tripel aus l, m und n darstellt. Sind die Halbwertsbreiten $2\omega_w = (2\Delta\omega)_w$ klein gegenüber dem Abstand zweier benachbarter Eigenfrequenzen, so ist $\underline{\xi}(\omega)$ durch diskrete Eigenfrequenzen bestimmt. Dieses Verhalten tritt mit abnehmender Wellenlänge zunehmend in Erscheinung, gilt also im Besonderen für kleine Räume verglichen mit der Wellenlänge. Sind die Halbwertsbreiten dagegen groß gegen den Abstand benachbarter Eigenfrequenzen, so ist $\underline{\xi}(\omega)$ durch ein quasistochastisches Verhalten gekennzeichnet, welches mit abnehmender Wellenlänge bzw. mit größer werdenden Raumabmessungen einhergeht.

Ist der betrachtete Raum groß im Vergleich zur Wellenlänge, wird meist ein strahlengeometrischer Ansatz verwendet, der auf der Vorstellung einer Schallausbreitung in Form von Strahlen basiert. Im Gegensatz zur freien Schallausbreitung, die durch den ausschließlichen Empfang von unreflektiertem Direktschall gekennzeichnet ist, existieren in Räumen zusätzliche Schallausbreitungswege über Reflexionen an den Raumbegrenzungsflächen. Ist der über Reflexionen erzeugte Beitrag an der gesamten empfangenen Schallenergie gering, so kann auch innerhalb eines entsprechenden Raums von einer freien Schallausbreitung ausgegangen werden. Als Abgrenzung dient hier der Hallradius r_H , welcher denjenigen Abstand zur Schallquelle beschreibt, an dem die Diffusfeldenergiedichte gleich der Direktschallenergiedichte ist [4]:

$$r_H = \sqrt{\frac{F_{SA}}{16\pi}}, \quad r_{H,G} = \sqrt{\frac{G \cdot F_{SA}}{16\pi}} \quad (3.44)$$

Der Hallabstand $r_{H,G}$ wird unter Zuhilfenahme des Richtfaktors G aus Gleichung (3.44) berechnet, wenn die Schallquelle eine Richtwirkung besitzt. Als Diffusfeld bezeichnet man hier denjenigen Anteil am Gesamtschallfeld, der durch indirekte Schallübertragungswege durch Reflexionen erzeugt wird. Es ist gekennzeichnet durch eine in alle Richtungen gleichmäßige, also isotrope Schallausbreitung. Des Weiteren bezeichnet F_{SA} die äquivalente Schallabsorptionsfläche, welche diejenige Fläche mit vollständiger Schallabsorption angibt, die in einem diffusen Schallfeld den gleichen Abklingvorgang erzeugt, wie die tatsächliche Raumboberfläche mit den tatsächlichen Absorptionsgraden [4].

Ist der Hallradius r_H bzw. der Hallabstand $r_{H,G}$ größer als die größte Raumabmessung, so können reflektierte Schallfeldanteile vernachlässigt und eine freie Schallausbreitung angenommen werden [4].

Konferenzräume sind im Audibereich nach den obigen Begrifflichkeiten meist als „groß“ zu betrachten und die geometrische Strahlenakustik wird daher angewendet. Es sollten daher für die Anwendung einer gerichteten Beschallung Maßnahmen zur Schalldämmung in Betracht gezogen werden, um einen zu großen Anteil von diffusem bzw. reflektiertem Schall zu vermeiden. Zusätzlich sollten bei großen Entfernungen zwischen Schallquelle und Nutzer die Phänomene Temperaturschichtung und Luftbewegung berücksichtigt werden, welche z. B. durch den Einsatz von Klimaanlage beeinflusst werden können. Nach Gleichung (3.48) hängt die Schallgeschwindigkeit c von der Temperatur der Luft ab. Durchläuft ein Schallstrahl unterschiedlich temperierte Luftschichten, kann es aufgrund der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten zur Brechung des Schallstrahls in Richtung einer Schicht mit niedrigerer Schallgeschwindigkeit kommen [4]. Diese Krümmung des Schallstrahls führt über große Entfernungen hinweg zu einer unerwünschten Abweichung des beschallten Ortes vom eigentlichen Ziel der Beschallung. Durch Luftbewegung, also Wind, entsteht durch vektorielle Addition von Schall- und Windgeschwindigkeit eine zusätzliche Abweichung der Schallstrahlrichtung [4]. Beide Effekte werden allerdings erst bei großen Entfernungen wirksam.

Der Innenraum von Pkw wird im Rahmen dieser Arbeit zwar als „groß“ im Ultraschallfrequenzbereich angenommen, aber im Audiofrequenzbereich tritt gerade der Grenzfall ein: Bei tiefen Audiofrequenzen, etwa unterhalb von 150 Hz, ist der Fahrzeuginnenraum noch klein gegenüber der Wellenlänge, im Frequenzbereich der menschlichen Sprache (siehe Abschnitt 3.5.2) ist dieser allerdings zunehmend wiederum als „groß“ zu betrachten. Dies hat zur Folge, dass im Ultraschallbereich zwar die Strahlenakustik uneingeschränkt angewendet werden kann, im Hörschallbereich aber die Unterscheidung schwieriger ausfällt. Daher wird in dieser Arbeit zusätzlich die Nutzungsentfernung L_N , also die Entfernung des Nutzers zur eigentlichen Schallquelle in Betracht gezogen. Aufgrund der eingeschränkten Platzverhältnisse im Innenraum eines Kfz sind meist keine Nutzungsentfernungen von mehr als 50 cm realisierbar. Der Vergleich zur Wellenlänge rechtfertigt in diesem Anwendungsfall die Betrachtung „klein gegenüber der Wellenlänge“. Dies

impliziert, dass nicht nur reflektierter Schall zu berücksichtigen ist, sondern dass auch die Übertragungsfunktion durch Eigenfrequenzen beeinflusst sein kann. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der nur geringen möglichen Abstände zwischen Nutzer und Schallquelle die Beziehung $L_N < L_R$ gelten könnte, mit der Rayleigh-Entfernung L_R aus Gleichung (3.77), sich der Nutzer also im Nahfeld der Schallquelle befinden könnte.

Da nach [5, 7] die Luftfeuchtigkeit einen maßgeblichen Einfluss auf die Dämpfung von Luftschall besitzt, muss diese bei der Konstruktion eines parametrischen Ultraschall-Lautsprechers berücksichtigt werden, weil dadurch die Dämpfungslänge L_D beeinflusst wird, wie in Abb. 3.1 zu erkennen (Luftdruck: 1013 hPa, Temperatur: 20 °C):

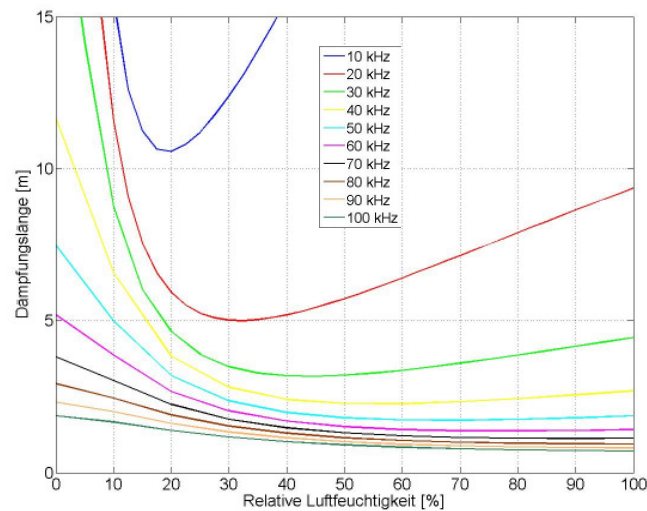


Abbildung 3.1: Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Dämpfungslänge bei verschiedenen Frequenzen

3.2 Nichtlineare Akustik

Die in der linearen Akustik verwendeten Wellendifferentialgleichungen (3.21) und (3.24) gelten ausschließlich für kleine Druck- und Dichteschwankungen. In diesem Fall wird die Druck-Dichte-Relation der Luft linearisiert und ihre nichtlinearen Eigenschaften werden vernachlässigt. Im Falle größerer Amplituden wird dagegen ein nichtlinearer Ansatz verwendet, der die Druck-Dichte-Relation bis zu Termen zweiter Ordnung berücksichtigt. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Ursache der Nichtlinearität betrachtet und anschließend zwischen linearer und nichtlinearer Akustik unterschieden. Im Anschluss erfolgt eine Betrachtung nichtlinearer Phänomene und deren Resultate.

3.2.1 Ursache der Nichtlinearität

Am Beispiel der Luft lässt sich zeigen, dass die Zustandsgleichung (3.17) nichtlineare Eigenschaften aufweist: Wird auf eine Luftmasse eine bestimmte Druckänderung mit wechselndem Vorzeichen ausgeübt, so ist die Volumenänderung dieser Luftmasse bei Kompression etwas geringer als bei Dilatation [2, 8]. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 3.2 qualitativ als Relation des Drucks zum spezifischen Volumen $1/\rho$ dargestellt.

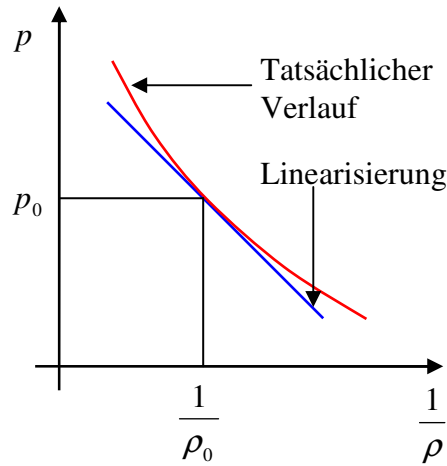


Abbildung 3.2: Verlauf des Drucks über dem spezifischen Volumen

Die allgemeine Zustandsgleichung $\frac{p \cdot V}{T} = \text{const}$ ist demnach lediglich eine vereinfachende Linearisierung für kleine Dichte- und Druckschwankungen. Der in der nichtlinearen Akustik verwendete Term B/A hat seinen Ursprung in der Taylorreihenentwicklung der Zustandsgleichung und geht zurück auf [9]. Die durch Variation der Dichte hervorgerufenen Druckschwankungen eines Mediums werden als reversibel und adiabatisch angenommen. Entwickelt man die Zustandsgleichung (3.17) in eine Taylorreihe um die Isentrope (Linie gleicher Entropie) $s = s_0$, erhält man:

$$p - p_0 = p_{\sim} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0, s_0} (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0, s_0} (\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (3.45)$$

$$= A \left(\frac{\rho_{\sim}}{\rho_0} \right) + \frac{B}{2!} \left(\frac{\rho_{\sim}}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (3.46)$$

$$\text{mit } A = \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0, s_0} \equiv \rho_0 c_0^2, \quad B = \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0, s_0} \quad (3.47)$$

wobei aus der Beziehung für A die Schallgeschwindigkeit c hervorgeht:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{R^N T}{m_{\text{mol}}}} \quad (3.48)$$

mit der universellen Gaskonstante R^N und der molaren Masse m_{mol} . Die aus der linearen Akustik bekannte Kleinsignalschallgeschwindigkeit definiert sich demnach zu $c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$, welche nach [1] in Luft bei 20 °C etwa 343 m/s beträgt. Nichtlinearitäten mit Ordnungen höher als zwei werden hier aufgrund ihres geringen Einflusses nicht berücksichtigt, daher wird B/A nun als Verhältnis der Koeffizienten des quadratischen und des linearen Glieds der Taylorreihe definiert:

$$\frac{B}{A} = \frac{\rho_0}{c_0^2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0, s_0} \quad (3.49)$$

Die Konstanten bei der Entwicklung der Zustandsgleichung (3.17) um eine Isentrope für ein ideales Gas ergeben sich zu:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma = 1 + \gamma \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{\gamma}{2!} (\gamma - 1) \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (3.50)$$

Ein Koeffizientenvergleich mit Gleichung (3.46) liefert dann:

$$\frac{B}{A} = \gamma - 1 \quad (3.51)$$

Mit Gleichung (3.46) und der Beziehung $c^2 = \partial p / \partial \rho$ aus Gleichung (3.47) ergibt sich nach Radizieren und binomischer Entwicklung unter Vernachlässigung aller Terme höherer als quadratischer Ordnung:

$$c = c_0 \left(1 + \frac{B}{2A} \left(\frac{\rho_{\sim}}{\rho_0} \right) \right) \quad (3.52)$$

Unter der Annahme einer fortschreitenden, ebenen Welle aus Abschnitt 3.1.2 ergibt sich mit der dann gültigen Beziehung $\frac{\rho_{\sim}}{\rho_0} = \frac{v}{c_0}$:

$$c = c_0 + \frac{B}{2A} v \quad (3.53)$$

Für Teile einer Schallwelle mit unterschiedlichen Schnelle- bzw. Druckamplituden ergeben sich nun unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle $c' = dx_i / dt = c + v$ weicht schließlich von der Schallgeschwindigkeit c nach Gleichung (3.48) ab:

$$c' = \frac{dx_i}{dt} = c + v = c_0 + \left(1 + \frac{B}{2A} \right) v = c_0 + \beta v \quad \text{mit} \quad \beta = 1 + \frac{B}{2A} = \frac{\gamma + 1}{2} \quad (3.54)$$

wobei β als dimensionsloser Nichtlinearitätskoeffizient bezeichnet wird. In Luft unter der Annahme eines idealen Gases gilt gemeinhin $\gamma = 1,4$ und damit $\beta = 1,2$. In beliebigen Gasen ist β allerdings nicht konstant, jedoch ist der Fehler durch diese Approximation bei den hier betrachteten Schalldrücken (<160 dB) so gering (<1 %), dass er vernachlässigt werden kann.

Im Vergleich zur linearen Akustik müssen bei Betrachtung der tatsächlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit c' also zwei Effekte berücksichtigt werden: zum einen die Relativbewegung eines Teilchens gegenüber der Schallgeschwindigkeit c nach Gleichung (3.48) infolge seiner Auslenkung und zum anderen die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit c selbst von der lokalen Schallschnelle bzw. vom Druck. Der Begriff der Schallgeschwindigkeit erhält demnach in der nichtlinearen Akustik eine von der Ausbreitungsgeschwindigkeit abweichende Bedeutung. Würde man Nichtlinearitäten vernachlässigen, also $B = 0$ setzen, so entspräche die Ausbreitungsgeschwindigkeit c' der direkten Überlagerung von Schallschnelle v und Schallgeschwindigkeit c und es gelte $c = c_0$. Zusätzlich setzt man in der linearen Akustik meist auch die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit c' mit der Schallgeschwindigkeit c gleich.

3.2.2 Unterscheidung zwischen linearer und nichtlinearer Akustik

Streng genommen ist eine strikte Unterscheidung zwischen linearer und nichtlinearer Akustik nicht möglich, da im Prinzip alle akustischen Wellen in Luft während ihrer Ausbreitung durch nichtlineare Effekte fortschreitend, d. h. kumulativ verzerrt werden, wie im Abschnitt 3.2.4.1 beschrieben. Sogar eine Welle relativ niedrigen Schalldrucks kann während ihrer Ausbreitung so stark verzerrt werden, dass sie einen Stoß produziert, wenn sie nur weit genug fortschreitet [8]. Eine Unterscheidung lässt sich aber an der Stärke der Verzerrungen festmachen bzw. an demjenigen Abstand zur Quelle, bei welchem ein bestimmtes Verzerrungsmaß erreicht wird. Ein in [10] beschriebenes Kriterium, das sich an der Nutzbarkeit von Nichtlinearitäten für die parametrische Schallerzeugung orientiert, betrachtet die akustische Reynoldszahl:

$$Re_{ak} = \frac{2\beta v_0 c_0}{\delta \omega} = \frac{2\beta p_{\sim A}}{\delta \omega \rho_0} = \frac{2\beta c_0 M}{\delta k} \quad (3.55)$$

Demnach ist eine nichtlineare Akustik für Werte von $Re_{ak} > 2$ anzunehmen. Für eine Nutzbarkeit der parametrischen Schallerzeugung – siehe Abschnitt 3.4.2.1 – sollte $Re_{ak} > 20$ gelten.

3.2.3 Westervelt-Gleichung

Die Burgers-Gleichung [11] gilt als das einfachste Modell zur Beschreibung von Nichtlinearitäten und Verlusten bei der Fortschreitung ebener Wellen, während die Khoklov-Zabolotskaya-Kuznetsov- oder kurz KZK-Gleichung [12] eine Erweiterung der Burgers-Gleichung ist und Beugung, Absorption und Nichtlinearitäten berücksichtigt. Die Westervelt-Gleichung [13] ist die in dieser Arbeit primär betrachtete Beschreibung nichtlinearer Schallwellen und wird aus Gleichung (3.18) unter der Annahme der Ausbreitung ebener Wellen gewonnen. Die Lagrange-Dichte wird damit zu $\mathcal{L} = 0$, wodurch sich aus Gleichung (3.18) die Westervelt-Gleichung ergibt:

$$\square p + \frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p_{\sim}}{\partial t^3} = - \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_{\sim}^2}{\partial t^2} \quad (3.56)$$

Der Term auf der rechten Seite kann dabei als Quellterm angesehen werden, der einer räumlichen Verteilung virtueller Schallquellen entspricht, die von der Schallwelle selbst erzeugt wurden.

Der Effekt dieser virtuellen Quellen auf die gesamte Schallwelle wird in Ausbreitungsrichtung mit der Entfernung akkumuliert.

Die Westervelt-Gleichung ist eine ausreichende Approximation der vollständigen Wellendifferentialgleichung zweiter Ordnung (3.18), solange kumulative nichtlineare Effekte gegenüber lokalen überwiegen. Lokale nichtlineare Effekte können bei quasi-ebener Wellenausbreitung in Abständen größer einer Wellenlänge von der Schallquelle vernachlässigt werden. Sie dürfen nicht vernachlässigt werden in zusammengesetzten Wellenfeldern wie stehende Wellen oder geführte Wellen in nicht-ebenen Moden. Ein anderes Beispiel lokaler Effekte ist der akustische Strahlungsdruck, der im Abschnitt 3.3 beschrieben wird.

3.2.4 Nichtlineare Phänomene

Nichtlineare Phänomene sind Effekte, die durch Nichtlinearitäten verursacht werden und in der linearen Akustik vernachlässigbar geringe Einflüsse besitzen. Die wichtigsten Phänomene, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit Beachtung finden, werden im Folgenden beschrieben.

3.2.4.1 Progressive Verzerrungen, Stoßbildung und akustische Sättigung

Im Folgenden wird der Einfachheit halber zunächst von verlustfreier Schallausbreitung ebener Wellen in positiver x_1 -Richtung ausgegangen, d. h. $\alpha = 0$.

Aus Gleichung (3.54) wurde ersichtlich, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit c' einer nichtlinearen Schallwelle von der Schnelle v der Teilchenbewegung abhängt. Dies hat zur Folge, dass Teile der Welle mit positiver Schnelle (Kompression) sich schneller ausbreiten als Teile mit negativer (Dilatation), siehe Abb. 3.3:

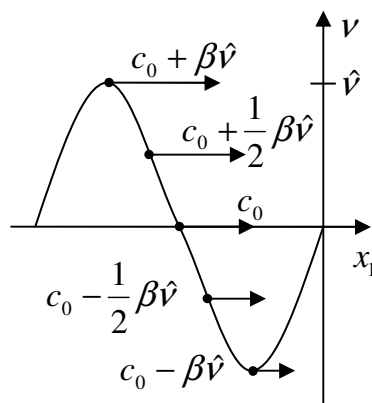


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der lokalen Ausbreitungsgeschwindigkeit c' von der Auslenkung v

Daraus folgt, dass die Welle mit wachsender Entfernung von der Schallquelle kumulativ verzerrt wird, wie in Abb. 3.4 qualitativ dargestellt:

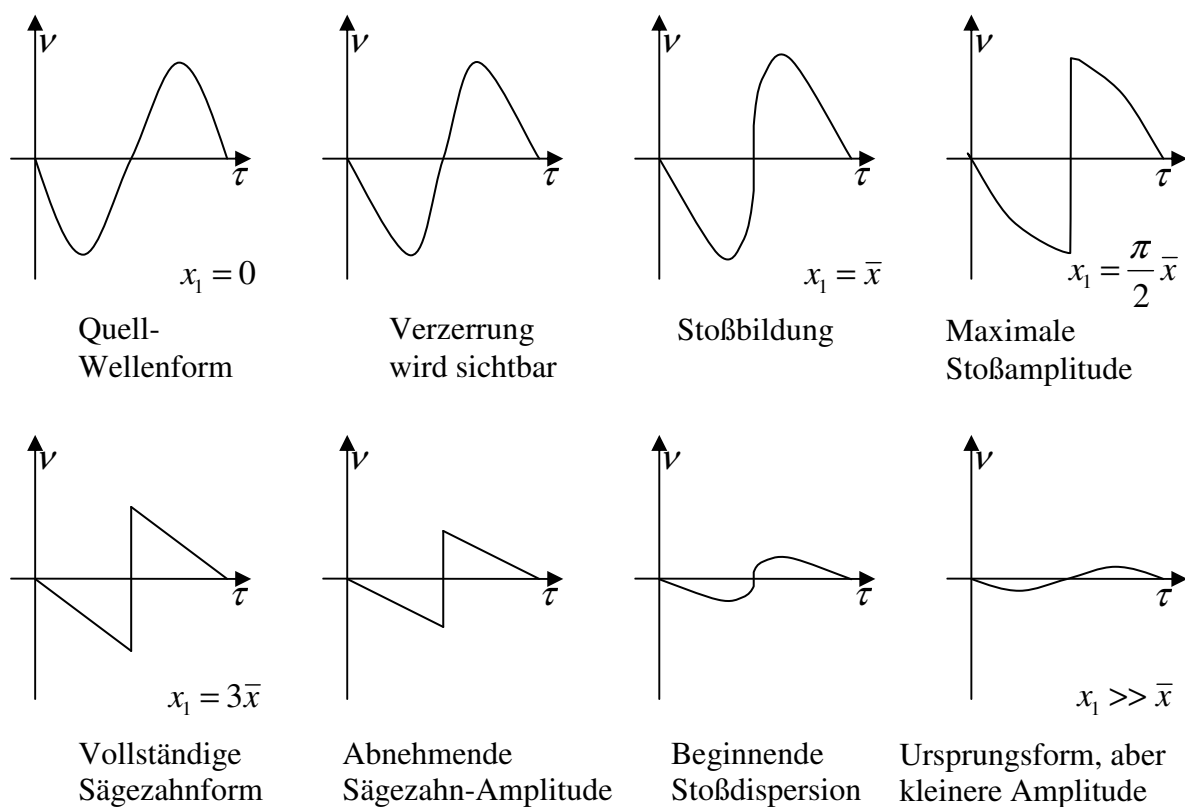


Abbildung 3.4: Wellenaufteilung bei verschiedenen Entfernungen von der Schallquelle mit $\tau = t - x_1/c_0$

Dabei wird der Grundschiwingung zunehmend Energie entzogen und in deren Oberschwingungen verlagert. Diese progressive, d. h. mit der Entfernung von der Schallquelle fortschreitende Verzerrung wird auch als Aufsteilung der Welle bezeichnet. Bei $x_1 = \bar{x}$ (Stoßbildungsentfernung) mit

$$\bar{x} = \frac{1}{\beta M k} \quad (3.57),$$

$$M = v_A / c_0 \quad (3.58)$$

und M als akustischer Machzahl am Ort der Schallquelle [2, 14] wird schließlich durch die Aufsteilung ein Stoß gebildet, der durch einen Drucksprung gekennzeichnet ist, d. h. es existiert nun mindestens ein τ_s mit $\partial v / \partial \tau|_{\tau=\tau_s} = \infty$. Somit entsteht eine Unstetigkeit und die Steigung der Wellenform an dieser Stelle wird theoretisch unendlich steil. Tatsächlich wird jedoch von einer endlichen Anstiegszeit t_A ausgegangen, innerhalb derer dieser Drucksprung stattfindet:

$$t_A \ll \frac{1}{f} \quad (3.59)$$

Es lässt sich zeigen [15], dass selbst bei Annahme einer verlustlosen Wellenausbreitung Schallenergie im Bereich des Stoßes in Wärme umgewandelt wird:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{\beta}{6\rho_0^2 c_0^3} (\Delta p)^3 = -\rho_0 c_0 T_0 \Delta s \quad (3.60)$$

Dabei bezeichnet dW/dt den partiellen Energieverlust, Δp den Druck- und Δs den Entropiesprung an der Stelle des Stoßes, und T_0 die Temperatur in der Umgebung des Stoßes. Der Stoß breitet sich etwa mit Schallgeschwindigkeit über eine Masse $m = \rho_0 c_0$ je Zeit- und Flächeneinheit der Wellenfront aus. Diese Masse m erfährt dadurch eine Erwärmung je Masseinheit von $T_0 \Delta s$, wodurch je Zeit- und Flächeneinheit der Wellenfront die Wärme $\rho_0 c_0 T_0 \Delta s$ erzeugt wird. Aufgrund der Energieerhaltung wird diese Wärmeenergie der Schallenergie der Welle entzogen. Die anfangs aufgestellte Vereinfachung durch die Annahme

einer verlustlosen Schallausbreitung ist demnach auf den Bereich $x_1 < \bar{x}$ beschränkt und für $x_1 \geq \bar{x}$ nicht mehr haltbar, da hier selbst bei Vernachlässigung aller in 3.1.1.8 betrachteten Ausbreitungsverluste zusätzlich Energie in den Stoßfronten umgewandelt wird.

Diese Betrachtung lässt sich jedoch generalisieren, indem man statt der oben angenommenen Vereinfachung die Betrachtung auf Entfernungen einschränkt, die kleiner sind als die Dissipationslänge:

$$x_1 < L_D \quad (3.61)$$

Um zu gewährleisten, dass die Nichtlinearitäten stark genug sind, um innerhalb L_D die Bildung von Stoßfronten zu gewährleisten, muss gelten:

$$\bar{x}_1 \ll L_D \quad (3.62)$$

Zusammengefasst werden die Gleichungen (3.59), (3.61) und (3.62) auch als Eingrenzungen des Gültigkeitsbereichs der Theorie für schwache Stoßwellen bezeichnet [2, 16, 17].

Ein Maß für den Fortschritt der entfernungsabhängigen Aufsteilung gibt das dimensionslose Entfernungsverhältnis σ an mit der für ebene Wellen gültigen Relation $p_{\sim} = \rho_0 c_0 v$:

$$\sigma = \frac{x_1}{\bar{x}} = \beta M k x_1 = \frac{\beta p_{\sim A} k x_1}{\rho_0 c_0^2} \quad (3.63)$$

wobei $p_{\sim A}$ die Amplitude des Anfangsschallwechseldrucks ist. Aus Gleichung (3.57) geht hervor, dass sich der Punkt der Stoßbildung mit zunehmender Amplitude und / oder Frequenz immer näher zur Quelle hin verschiebt, wie Abb. 3.5 illustriert.

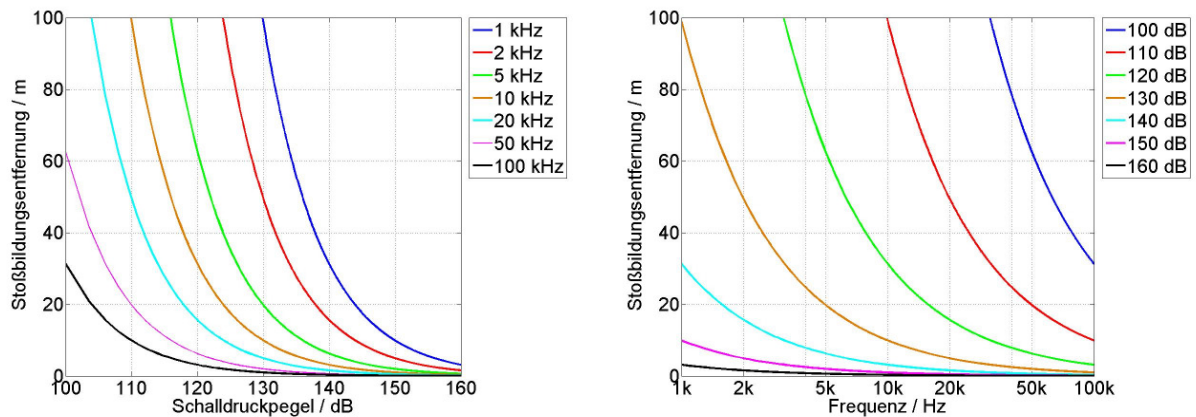


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Stoßbildungsentfernung von Schalldruckpegel und Frequenz

Mit weiter zunehmender Entfernung von der Schallquelle wächst die Stoßamplitude Δp weiter an, bis sie bei $x_1 = \frac{\pi}{2} \bar{x}$ bzw. $\sigma = \frac{\pi}{2}$ diejenige des Schallwechseldrucks erreicht hat. Bei $\sigma = 3$ schließlich hat die Aufsteilung zur Entwicklung des Wellenprofils in eine Sägezahnform geführt mit

$$p_{\sim \text{Sägezahn}} = p_{\sim A} \frac{\pi}{1 + \sigma} \quad (3.64).$$

Eine weitere Verzerrung, d. h. Anreicherung mit Harmonischen ist nun nicht mehr möglich, die Welle wird aber zunehmend durch Dissipation im Stoßbereich abgeschwächt. Bei großen Entfernungen gegenüber \bar{x} , wenn also in Gleichung (3.64) der Nenner $1 + \sigma$ näherungsweise durch σ ersetzt werden kann, wird die Amplitude des Schalldrucks schließlich unabhängig von $p_{\sim A}$:

$$p_{\sim \text{Sättigung}} = \frac{\rho_0 c_0^2}{\beta k x_{\text{Sättigung}}} \quad (3.65)$$

Dieses Phänomen wird als akustische Sättigung bezeichnet: Die in den Stoßfronten stattfindende Umwandlung von Schallenergie in Wärme hat eine obere Schranke zur Folge, die den maximal von einer Schallquelle zu einem Punkt in der Entfernung $x_{\text{Sättigung}}$ übertragbaren Schalldruck

$p_{\sim\text{Sättigung}}$ angibt. Jede weitere Erhöhung der Quellamplitude hat eine weitere Dissipation in den Stoßfronten zur Folge, welche dann nach Gleichung (3.57) in immer geringeren Abständen zur Quelle erzeugt werden.

Wird zusätzlich für $\sigma > 3$ die Luft als verlustbehaftetes Medium betrachtet, so führt die frequenzabhängige Dämpfung zu einer stärkeren Abschwächung der Amplitude hochfrequenter Harmonischer, die der Ausbildung des Stoßprofils entgegenwirkt, so dass die ursprüngliche Wellenform wieder erreicht wird, allerdings mit weit niedrigerer Amplitude.

3.2.4.2 Isotropisierung eines Schallstrahls

Nach Gleichung (3.57) ist die Stoßbildungsentfernung schalldruckabhängig. Ein Schallstrahl mit realer Amplitudenverteilung weist in seinem mittleren Bereich einen höheren Schalldruck auf als in seinen Randbereichen. Daher ist der mittlere Bereich eines Schallstrahls von einer im Vergleich zu den Randbereichen erhöhten Dämpfung durch Dissipation in den Stoßfronten betroffen. Anders ausgedrückt: Ein Schallstrahl erfährt während seiner Ausbreitung eine winkelabhängige Dämpfung, welche bei 0° ein Maximum erreicht. Dadurch verliert der Strahl mit der Entfernung zunehmend an Richtwirkung, bis im Extremfall keine Richtungsabhängigkeit des Schalldrucks mehr feststellbar ist. Dieser Vorgang wird als *Isotropisierung* bezeichnet [3, 18] und in Abb. 3.6 illustriert.

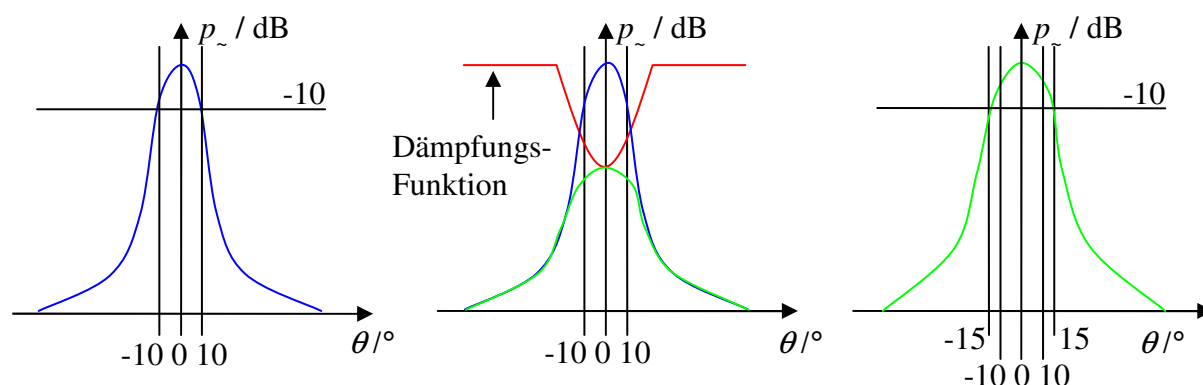


Abbildung 3.6: Links: Schalldruckprofil eines Schallstrahls über dem Abstrahlwinkel θ . Durch die winkelabhängige Dämpfung (Mitte) verliert der ursprüngliche Schallstrahl (links) an Richtwirkung (rechts).

3.2.4.3 Differenztonerzeugung

Da die Luft als Ausbreitungsmedium ein System mit nichtlinearen Eigenschaften darstellt, werden Summen- und Differenzfrequenzen erzeugt, wenn sich gleichzeitig Schallwellen gleicher Ausbreitungsrichtung, aber unterschiedlicher Frequenzen in ihr ausbreiten [2]. Unter Annahme quadratischer Nichtlinearität werden bei Ausbreitung von zwei parallelen Schallstrahlen der Frequenzen f_1 und f_2 zusätzlich die Frequenzen $f_1 - f_2$ und $f_1 + f_2$ erzeugt. Auf diesem Prinzip beruht die parametrische Schallerzeugung, die im Abschnitt 3.4.2.1 näher beschrieben wird.

3.2.4.4 Reflexion an einer Stoßfront

Die in [2, 16, 17] erwähnten Rankine-Hugoniot-Stoßbeziehungen implizieren, dass sich der Stoß selbst mit der Geschwindigkeit c_s bewegt, die dem zeitlichen Mittel der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle entspricht:

$$c_s = \langle c' \rangle = \langle c + v \rangle = \langle c_0 + \beta v \rangle \quad (3.66)$$

Da nach Gleichung (3.54) die lokale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle c' von ihrem Mittelwert $\langle c' \rangle$ abweichen muss, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Wellenfragments direkt hinter dem Stoß $c'(x_1 = \bar{x} - \partial x_1)$ mit $\partial x_1 \rightarrow 0$ etwas größer und diejenige direkt vor ihm $c'(x_1 = \bar{x} + \partial x_1)$ etwas geringer als c_s , wenn sich der Stoß zum Beobachtungszeitpunkt wie in Abb. 3.7 illustriert bei $x_1 = \bar{x}$ befindet und sich in positiver x_1 -Richtung ausbreitet.

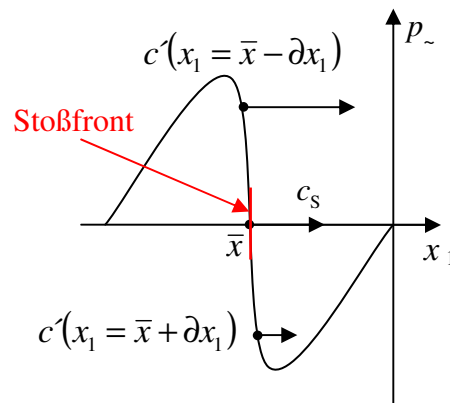


Abbildung 3.7: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront c_s , der Wellenfragmente unmittelbar vor der Stoßfront $c'(x_1 = \bar{x} - \partial x_1)$ und der Wellenfragmente unmittelbar hinter der Stoßfront $c'(x_1 = \bar{x} + \partial x_1)$.

Als Konsequenz daraus ergibt sich, dass bei weiterer Ausbreitung von Schallwelle und Stoßfront diejenigen Teile der Welle unmittelbar hinter der Stoßfront ($x_1 = \bar{x} - \partial x_1$) weiter zur Stoßfront aufschließen. Daraus folgt im weiteren Verlauf potentiell entweder ein Aufgehen dieser Wellenteile in den Stoß oder aber eine Reflexion an der Stoßfront. Betrachtungen in [2] zeigen, dass überwiegend der erstgenannte Fall eintritt und eine Reflexion vernachlässigt werden kann.

3.3 Akustischer Strahlungsdruck

Der akustische Strahlungsdruck ist der mittlere Überdruck, den eine Fläche in einem Schallfeld erfährt. Man unterscheidet dabei den Langevinschen Strahlungsdruck und den Rayleigh-Strahlungsdruck [1, 2, 19, 20]. Der Rayleigh-Strahlungsdruck wird gemessen auf der Oberfläche einer festen Wand bei abgeschlossenem, d. h. konstantem, mittlerem Volumen. Beispielsweise befindet sich die Schallquelle in einem Rohr, das von einer festen Wand abgeschlossen wird. Der Langevinsche Strahlungsdruck wird ebenfalls auf der Oberfläche einer festen Wand gemessen, jedoch steht die beschallte Wand hier frei und das Medium innerhalb des Schallfelds steht in Kontakt mit demjenigen außerhalb des Schallfelds, so dass im Gegensatz zum Rayleigh-Druck ein Massenaustausch im Medium zwischen Gebieten innerhalb und außerhalb des Schallfelds stattfinden kann.

Nach [1] lässt sich die Gleichung der Impulserhaltung (3.2) unter Annahme einer verlustlosen Schallausbreitung auch schreiben als:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho v_i dV = - \oint_F (\rho v_i v_j + p v_{ij}) n_j dF \quad (3.67)$$

Dabei drückt n_j die j -te Komponente des Normalenvektors zur Oberfläche F aus. Der linke Teil der Gleichung beschreibt die zeitliche Änderung der i -ten Komponente des Impulses im festen, nichtbewegten Volumen V , die rechte Seite den Impulsstrom durch die Oberfläche F , die V umschließt. Da eine zeitliche Impulsänderung einer Kraft entspricht, lassen sich die Komponenten einer auf die Oberfläche F wirkenden Kraft K ermitteln:

$$K_i = - \oint_F (\rho v_i v_j + p v_{ij}) n_j dF = - \oint_F \Pi_{ij} n_j dF \quad (3.68)$$

mit dem Spannungstensor $\Pi_{ij} = \rho v_i v_j + p v_{ij}$, der die Dimension eines Drucks besitzt. Durch zeitliche Mittelung von Π_{ij} wird die akustische Strahlungsspannung definiert. Der Operator $\langle \rangle$ bezeichnet dabei die zeitliche Mittelung:

$$\langle \Pi_{ij} \rangle = \langle \rho v_i v_j \rangle + \langle p_{\sim} \rangle v_{ij} \quad (3.69)$$

Unter der Annahme der Ausbreitung ebener Wellen in positiver x_1 -Richtung gilt zunächst $v_i = 0$ für $i \neq 1$. Der über eine Periode gemittelte Schallwechseldruck $\langle p_{\sim} \rangle$ wird in erster Näherung zu Null, so dass nur diejenige Komponente $\langle \Pi_{11} \rangle$ von $\langle \Pi_{ij} \rangle$ verschieden von Null verbleibt, die auf eine senkrecht zur x_1 -Achse angeordnete Fläche wirkt. Diese Komponente $p_{\text{Str}} = \langle \Pi_{11} \rangle$ wird im Folgenden als akustischer Strahlungsdruck bezeichnet:

$$p_{\text{Str}} = \langle \Pi_{11} \rangle = \rho_0 \langle v_1^2 \rangle = \rho_0 \langle v^2 \rangle = \frac{\langle p_{\sim}^2 \rangle}{\rho_0 c_0^2} = 2 \langle w_{\text{kin}} \rangle = 2 \langle w_{\text{pot}} \rangle = \langle w \rangle \quad (3.70)$$

mit der mittleren kinetischen Energiedichte $\langle w_{\text{kin}} \rangle = \rho_0 \langle v^2 \rangle / 2$, der mittleren potentiellen Energiedichte $\langle w_{\text{pot}} \rangle = \langle p^2 \rangle / 2 \rho_0 c_0^2$ und der gesamten mittleren Energiedichte $\langle w \rangle = \langle w_{\text{pot}} \rangle + \langle w_{\text{kin}} \rangle$. Mit der Schallintensität $I = \langle w \rangle c_0$ lässt sich auch $p_{\text{Str}} = I / c_0$ schreiben. Der in Gleichung (3.70) definierte Druck ist ein Langevinscher Strahlungsdruck, weshalb die Notation $p_{\text{Str,L}}$ angebracht ist. Ist nun das Schallfeld in einer Ebene senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung unbegrenzt bzw. durch feste Wände begrenzt, die ein Einströmen von Materie aus dem schallfreien Medium verhindern, wird zusätzlich zu dem Druck aus Gleichung (3.70) ein Druckanteil addiert, der als Rayleigh-Schallstrahlungsdruck $p_{\text{Str,R}}$ bezeichnet wird und es ergibt sich:

$$p_{\text{Str,R}} = \beta \rho_0 \langle v^2 \rangle = 2\beta \langle w_{\text{kin}} \rangle = \beta \langle w \rangle \quad (3.71)$$

Wird schließlich der Langevinsche Strahlungsdruck auf realen Flächen betrachtet, ergibt sich Gleichung (3.70) für ideal absorbierende Flächen. Für den Fall einer ideal reflektierenden Fläche ändert sich der Impulsstrom in Gleichung (3.68) doppelt, womit sich der Strahlungsdruck entsprechend zu $p_{\text{Str,L}} = 2\langle w \rangle$ ergibt. Die Entstehung des zusätzlichen Druckanteils, der den Rayleigh- vom Langevinschen Strahlungsdruck unterscheidet, lässt sich anhand der Nichtlinearität der Zustandsgleichung aus Abschnitt 3.2.1 in Abb. 3.8 veranschaulichen:

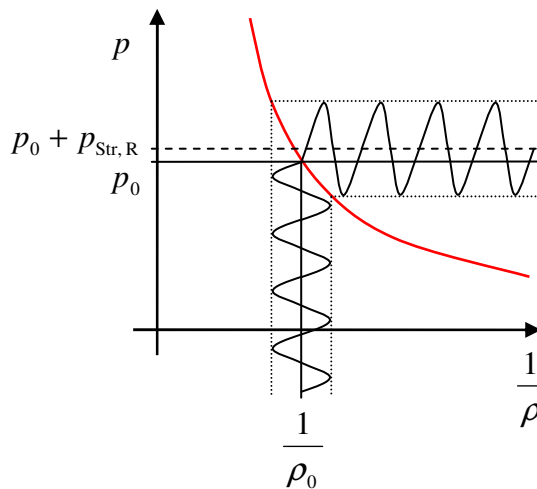


Abbildung 3.8: Der Rayleigh-Schallstrahlungsdruck $p_{\text{Str,R}}$ resultiert aus der Nichtlinearität der Zustandsgleichung.

Periodische Dichte- oder Volumenschwankungen haben Druckschwankungen zur Folge, die der Anregung in einer verzerrten Form folgen und zusätzlich um einen mittleren Druck schwanken, der gegenüber p_0 um $p_{\text{Str,R}}$ angehoben ist. Bei Annahme eines linearen Mediums oder eines unbeschränkten Volumens, das einen Massenausgleich ermöglicht, verschwindet dieser Anteil des akustischen Strahlungsdrucks und der Langevinsche Strahlungsdruck resultiert. Bemerkenswert ist die Eigenschaft, dass der akustische Strahlungsdruck im Gegensatz zu einem hydrostatischen Druck keine skalare Größe ist, sondern ausschließlich in Richtung der Schallausbreitung bzw. beim Auftreffen auf eine Grenzschicht zwischen zwei Medien in Richtung des Mediums mit der geringeren Schallenergiedichte wirkt. Aufgrund der mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle abnehmenden Energiedichte entsteht somit in Ausbreitungsrichtung eine Strahlungskraft, die eine stationäre Strömung verursacht. Diese wird als „Ultraschallwind“, früher auch als „Quarzwind“ bezeichnet.

3.4 Elektroakustische Schallquellen

Elektrische Schallwandler können sowohl elektrische Energie in Schallenergie umwandeln als auch umgekehrt. Dieses Kapitel befasst sich jedoch ausschließlich mit dem ersten Fall, es werden also nur die Eigenschaften als Schallquelle betrachtet. Elektroakustische Schallquellen grenzen sich von Schallquellen im Allgemeinen dadurch ab, dass sie ausschließlich elektrische Energie nutzen. Dabei wird ausschließlich die Luftschallerzeugung betrachtet, wobei zwischen Hörschall- und Ultraschallanwendungen unterschieden wird. Dazu wird zunächst das Modell des Kolbenstrahlers behandelt, welches eine vereinfachte Beschreibung der Schallabstrahlcharakteristik einer realen Schallquelle ermöglicht. Anschließend wird der funktionelle Aufbau verschiedener elektroakustischer Schallquellen beschrieben.

3.4.1 Modell des Kolbenstrahlers

Um die Schallerzeugung einer Schallquelle zu beschreiben, wird von einem kreisrunden Schwinger mit Radius r in einer unendlich ausgedehnten Wand ausgegangen, der Schall in den davor liegenden Halbraum abstrahlt. Dabei sei der Schwinger starr, so dass er ganzflächig konphas schwingt. Man spricht somit von einem idealen Kolbenstrahler [6]. Um die Schallerzeugung durch einen Kolbenstrahler zu modellieren, wird eine Punktquellensynthese durchgeführt, so dass sich die gesamte schwingende Fläche aus unendlich vielen, infinitesimalen

Punktquellen zusammensetzt. Das erzeugte Schallfeld wird durch Integration aller elementaren Kugelwellen über die Strahlerfläche berechnet. Auf der Mittelachse in x_1 -Richtung lässt sich dann die erzeugte Schallschnelle angeben als Überlagerung zweier ebener Wellen, von denen eine vom äußeren Rand und eine vom Zentrum des Kolbens ausgeht [6]:

$$\underline{v(x,t)} = \hat{v}_A \left(e^{-jkx} - e^{-jk\sqrt{x^2+r^2}} \right) e^{j\omega t} = \hat{v}_A \left(1 - e^{jkx-jk\sqrt{x^2+r^2}} \right) e^{j(\omega t-kx)} \quad (3.72)$$

Dabei bezeichnet \hat{v}_A den Spitzenwert der Schallschnelle am Ort des Kolbens, also bei $x = 0$. Für $x^2 \gg r^2$ lässt sich der Term $\sqrt{x^2+r^2} = x\sqrt{1+(r/x)^2}$ näherungsweise ersetzen durch $x + r^2/2x$. Damit geht der Klammerausdruck $1 - e^{jkx-jk\sqrt{x^2+r^2}}$ auf der rechten Seite von Gleichung (3.72) für $x \gg \pi r^2/\lambda$ näherungsweise über in $jkr^2/2x$ und mit der aktiven Fläche $F_0 = \pi r^2$ des Kolbenstrahlers lässt sich Gleichung (3.72) näherungsweise vereinfachen zu:

$$\underline{v(x,t)} \approx \frac{j\omega F_0}{2\pi c_0 x} \hat{v}_A e^{j(\omega t-kx)} \quad (3.73)$$

Die Rayleigh-Entfernung L_R kennzeichnet den Übergang zwischen Nah- und Fernfeld des Kolbenstrahlers [2, 6]:

$$L_R = F_0 / \lambda \quad (3.74)$$

Während das Nahfeld durch räumliche Schalldruck- und Schnelleschwankungen infolge der in Gleichung (3.72) interferierenden Wellen gekennzeichnet ist, findet im Fernfeld eine sphärische Aufweitung ähnlich einer Kugelwelle statt, wobei der Schalldruck mit 6 dB je Entfernungsverdopplung abfällt. Das Verhältnis von Schallschnelle bzw. Schallwechseldruck bei einem beliebigen Beobachtungswinkel ε zu den entsprechenden maximalen Werten im Referenzwinkel ε_0 in Entfernungen $x_1 > L_R$ lässt sich als Richtfaktor Γ im Fernfeld definieren [4]:

$$\Gamma(\varepsilon) = \frac{p_-(\varepsilon)}{p_{-\max}(\varepsilon_0)} \text{ mit } r = \text{const.} \quad (3.75)$$

Für den kreisrunden Kolbenstrahler gilt mit der Besselfunktion erster Ordnung J_1 [4]:

$$\Gamma_K(\varepsilon) = \frac{2J_1(kr \sin \varepsilon)}{kr \sin \varepsilon} \quad (3.76)$$

Für einen rechteckförmigen Kolbenstrahler mit den Kantenlängen l_1 in x_1 -Richtung und l_2 in x_2 -Richtung gilt, ebenfalls im Fernfeld [4]:

$$\Gamma_R(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \frac{\sin\left(\frac{kl_1}{2} \cos(\varepsilon_1)\right) \sin\left(\frac{kl_2}{2} \cos(\varepsilon_2)\right)}{\frac{kl_1}{2} \cos(\varepsilon_1) \frac{kl_2}{2} \cos(\varepsilon_2)} \quad (3.77)$$

Dabei beschreiben ε_1 und ε_2 die jeweiligen Winkel zwischen der in der Kolbenebene liegenden x_1 - bzw. x_2 -Achse und dem Abstandsvektor zwischen Kolbenmittelpunkt und Beobachtungspunkt. Als Richtcharakteristik bezeichnet man die grafische Darstellung des Richtfaktors Γ in Abhängigkeit des Abstrahlwinkels bei einer bestimmten Frequenz in einer konstanten Entfernung. Als Bündelungsgrad oder Richtwirkung G einer realen Schallquelle lässt sich das Verhältnis der über alle Raumrichtungen Ω einer Kugeloberfläche integrierten Quadrate der Richtfaktoren einer Punktquelle und der realen Schallquelle definieren [4]:

$$G = \frac{\int_{\Omega_{ges}} \Gamma_{Punktquelle}^2 d\Omega}{\int_{\Omega_{ges}} \Gamma_{real}^2 d\Omega} = \frac{\int_{\Omega_{ges}} 1 d\Omega}{\int_{\Omega_{ges}} \Gamma_{real}^2 d\Omega} = \frac{\Omega_{ges}}{\int_{\Omega_{ges}} \Gamma_{real}^2 d\Omega} \quad (3.78)$$

Allgemein wird für den Gesamtabstrahlwinkel Ω_{ges} der Wert 4π eingesetzt. Bei Betrachtung der Abstrahlung in einen Halbraum wird dieser entsprechend halbiert. Maßgeblich für die Ausprägtheit der Richtwirkung ist die Helmholtzzahl kr . Bei kleinen Werten, also großen Wellenlängen im Vergleich zum Strahlerumfang, ist die Richtwirkung schwach ausgeprägt und die Schallwelle wird nahezu (halb-) kugelförmig abgestrahlt. Bei großen Werten, also kleinen Wellenlängen verglichen mit dem Strahlerumfang, findet eine starke Bündelung zur Mittelachse statt. In diesem Fall spricht man auch von einem Schallstrahl, und die Schärfe der Bündelung wird durch die Strahlbreite gekennzeichnet. Die Strahlbreite gibt an, bei welchem doppelten

Winkel ε der Richtfaktor Γ von seinem Maximalwert auf der Hauptabstrahlachse ε_0 auf einen bestimmten Wert abgesunken ist. Ohne explizite Kennzeichnungen beziehen sich die in dieser Arbeit angegebenen Richtwirkungen ausschließlich auf das Fernfeld.

Der Quotient aus der auf den schwingenden Kolben wirkenden Reaktionskraft der Luft $\underline{K_L}$ und der Kolbenschnelle $\underline{v_K}$ wird als mechanische Impedanz bzw. akustische Strahlungsimpedanz $\underline{Z_{ak}}$ bezeichnet und ergibt sich zu [6]:

$$\underline{Z_{ak}} = \frac{\underline{K_L}}{\underline{v_K}} = Z_0 F_0 \left(1 - 2 \frac{J_1(2kr)}{2kr} + 2j \frac{H_1(2kr)}{2kr} \right) = R_{ak} + j\omega m_s \quad (3.79)$$

mit der Kennimpedanz der Luft $Z_0 = \rho_0 c_0$, J_1 als Besselfunktion und H_1 als Neumannfunktion erster Ordnung. $\underline{Z_{ak}}$ lässt sich nach Real- und Imaginärteil getrennt darstellen als Reihenschaltung aus dem akustischen Strahlungswiderstand R_{ak} und der Strahlungsreaktanz, gebildet durch die mitschwingende Luftmasse m_s . Durch Reihenentwicklung der Bessel- und der Neumannfunktion erhält man folgende Näherungen [21]:

$$R_{ak} \approx Z_0 F_0 \begin{cases} \left(\frac{(kr)^2}{2} \right) & \text{für } (kr \leq 2) \\ 1 & \text{für } (kr > 2) \end{cases}, \quad m_s \approx \frac{Z_0 F_0}{\omega} \begin{cases} \frac{8kr}{3\pi} & \text{für } (kr \leq 1) \\ \frac{2}{\pi kr} & \text{für } (kr > 1) \end{cases} \quad (3.80)$$

Die abgestrahlte akustische Leistung P wird wie folgt ermittelt, wobei $d_{K,eff}$ die effektive Kolbenauslenkung darstellt:

$$P = R_{ak} \langle v_K^2 \rangle = R_{ak} \omega^2 d_{K,eff}^2 \quad (3.81)$$

Aus Gleichung (3.81) für wird erkennbar, dass die abgestrahlte akustische Leistung über den Strahlungswiderstand linear bzw. für $kr \leq 2$ sogar quadratisch von der Fläche abhängt wegen $R_{ak} \approx Z_0 F_0 (kr)^2 / 2 = 2\pi Z_0 F_0^2 / \lambda^2$. Damit ergibt sich mit Gleichung (3.73) für die tatsächliche Schallschnelle im Fernfeld $x > L_R$ des Kolbenstrahlers:

$$v = v_K \sqrt{\frac{R_{ak}}{Z_0 F_0}} \quad (3.82)$$

Gleichung (3.82) impliziert, dass eine Schallquelle für den Betrieb mit $kr > 2$ ausgelegt werden sollte, da für $kr \leq 2$ keine effiziente Schallerzeugung stattfindet. Hier arbeitet der Kolbenstrahler als Punktquelle und verschiebt vielmehr die vor ihm liegende Luftmasse anstatt sie zu komprimieren bzw. zu dilatieren. Letzteres ist allerdings für eine Ausbreitung von Schallwellen notwendig.

Um den Kolben schließlich in Schwingung zu versetzen, muss er mit einer harmonischen Antriebskraft K_A angetrieben werden, die im Gleichgewicht zur Reaktionskraft K_L der Luftmasse steht. Die Herkunft der Antriebskraft ist für die Schallerzeugung unerheblich, weshalb das Modell des Kolbenstrahlers grundsätzlich für alle hier betrachteten Schallquellen angewendet werden kann.

3.4.2 Ultraschall-Lautsprecher

Ein Ultraschall-Lautsprecher ist ein Lautsprecher, der die Nichtlinearität der Schallausbreitung in Luft nutzt, um mittels eines modulierten Ultraschallstrahls Hörschall zu erzeugen. Seine herausragende Eigenschaft ist eine starke Audiorichtwirkung im Vergleich zu herkömmlichen Lautsprechern gleicher Baugröße. Es sind zwei Prinzipien zu berücksichtigen, die zur Erzeugung hörbaren Schalls mittels modulierten Ultraschalls genutzt werden: zum einen die parametrische Schallerzeugung mittels des parametrischen Arrays, zum anderen die Schallerzeugung mittels modulierten Strahlungsdrucks.

3.4.2.1 Schallerzeugung mittels parametrischen Arrays

Der Begriff „Parametrische Schallerzeugung“ bezeichnet ein Verfahren, bei dem im Gegensatz zu herkömmlichen Prinzipien keine direkt anregende schwingende Fläche zur Schallerzeugung genutzt wird, sondern es wird die Amplitude als ein Parameter eines Trägersignals moduliert. Das modulierte Trägersignal wird in Luft emittiert, wo aufgrund einer dort stattfindenden Demodulation schließlich das eigentliche Nutzschallsignal entsteht [13, 22].

Die parametrische Schallerzeugung greift das Prinzip der Differenztonerzeugung aus Abschnitt 3.2.4.3 auf. Die bei Beaufschlagung eines nichtlinearen Systems mit einem Frequenzgemisch entstehenden Differenzfrequenzen stellen dabei das Nutzsignal dar. Zur Beschreibung wird die im Abschnitt 3.2.3 erwähnte Westervelt-Gleichung verwendet, wobei zusätzlich eine verlustlose Wellenausbreitung angenommen wird [13]:

$$\square p_{\sim \text{sek}} = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_{\sim \text{sek}}^2}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial \Theta}{\partial t} \quad \text{mit} \quad \Theta = \frac{\beta}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial p_{\sim \text{prim}}^2}{\partial t} \quad (3.83)$$

Hier bezeichnet $p_{\sim \text{prim}}$ den Schalldruck des mit dem Nutzsignal $u(t) = \hat{u} \sin(\omega_s t)$ amplitudenmodulierten Ultraschallträgers, der in diesem Zusammenhang auch „Primärwelle“ genannt wird mit

$$p_{\sim \text{prim}}(t) = \hat{p}_{\sim \text{prim}} (1 + \psi u(t - x_1 / c_0)) \sin(\omega_{\sim \text{prim}}(t - x_0 / c_0)) \quad (3.84).$$

Dabei bezeichnet $\omega_{\sim \text{prim}}$ die Trägerfrequenz der modulierten Primärwelle und ψ die entsprechende Modulationstiefe. Die Betrachtung wird hier der Einfachheit halber auf eine Modulation mit einem monofrequenten Nutzsignal eingeschränkt. Für die Beschallung mit einem Sprachsignal ist die Übertragung eines Signals mit entsprechender Bandbreite erforderlich.

Die Sekundärwelle mit dem Schalldruck $p_{\sim \text{sek}}$ enthält die durch die nichtlineare Interaktion der Primärwelle erzeugten Differenzfrequenzen. Für den Quellterm Θ lässt sich dann auch schreiben [13]:

$$\Theta = \frac{\beta \hat{p}_{\sim \text{prim}}^2}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial}{\partial t} \left(\psi u \left(t - \frac{x_1}{c_0} \right) + \frac{1}{2} \psi^2 u^2 \left(t - \frac{x_1}{c_0} \right) \right) \quad (3.85)$$

Der Quellterm Θ beschreibt, ähnlich wie im Abschnitt 3.2.3, eine virtuelle Sekundärschallquelle in Form einer Quellendichte.

Unter der Annahme einer kreisförmigen Primärschallquelle wird die Verteilung der virtuellen Quellen in Form eines Zylinders angenommen, der sich entlang der Ausbreitungsachse der Primärwelle, also in x_1 -Richtung erstreckt und dessen Radius klein im Vergleich zur Nutzsignalwellenlänge ist:

$$r \ll \lambda_{\text{sek}} \quad (3.86)$$

Aufgrund der Zylinderform spricht man auch von einem parametrischen Array. Zusätzlich wird für die Sekundärwelle wiederum eine lineare Akustik angenommen, da sie im Vergleich zur Primärwelle um Größenordnungen geringere Schallwechseldrücke aufweist. Dann lässt sich nach räumlicher Integration von Θ der Sekundärschalldruck $p_{\sim \text{sek}}$ auf der x_1 -Achse für $x_1 > L_G$ angeben mit [13]:

$$p_{\sim \text{sek}} = \frac{\beta \hat{p}_{\sim \text{prim}}^2 F_0 L_G}{8\pi \rho_0 c_0^4 x_1} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\psi u \left(t - \frac{x_1}{c_0} \right) + \frac{1}{2} \psi^2 u^2 \left(t - \frac{x_1}{c_0} \right) \right) \quad (3.87)$$

Des Weiteren gilt die in Abb. 3.9 illustrierte Geometrie, wobei die Primärschallquelle mit der Querschnittsfläche F_0 im Ursprung gedacht ist und in positiver x_1 -Richtung Schall abstrahlt:

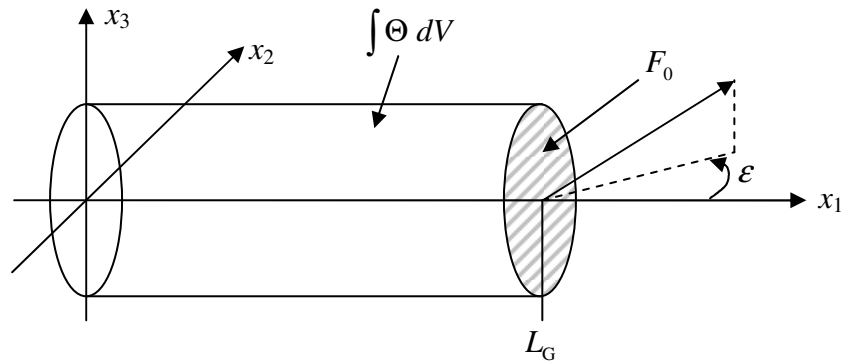


Abbildung 3.9 Modellierung des parametrischen Arrays als zylinderförmige Volumenschallquelle

L_G bezeichnet die effektive Länge des parametrischen Arrays in x_1 -Richtung bzw. die Generationslänge, welche die aktive Zone des parametrischen Arrays kennzeichnet, innerhalb

derer eine signifikante Demodulation des Nutzsignals stattfindet. Diese wird dementsprechend auch als Generationszone bezeichnet. Wählt man die sekundäre Nutzsignalfrequenz ω_{sek} und die Trägerfrequenz ω_{prim} so, dass ω_{sek} im Hörschall- und ω_{prim} im Ultraschallbereich liegen, ist die Bezeichnung Ultraschall-Lautsprecher gerechtfertigt, da bei entsprechender Auslegung ausschließlich der Hörschallanteil hörbar ist, obwohl die Schallquelle ausschließlich Ultraschall emittiert. Daher werden im Folgenden primäre Größen mit dem Präfix „Ultra-“ bzw. „Ultraschall“ und sekundäre, parametrisch erzeugte, entsprechend mit dem Index „PA“ bezeichnet. Um die Wirkungsweise des parametrischen Arrays in Bezug auf die Hörschallerzeugung zu verdeutlichen, sei zunächst auf die kumulative Wirkung der Quellterme der Westervelt-Gleichung verwiesen und in Abb. 3.10 veranschaulicht:

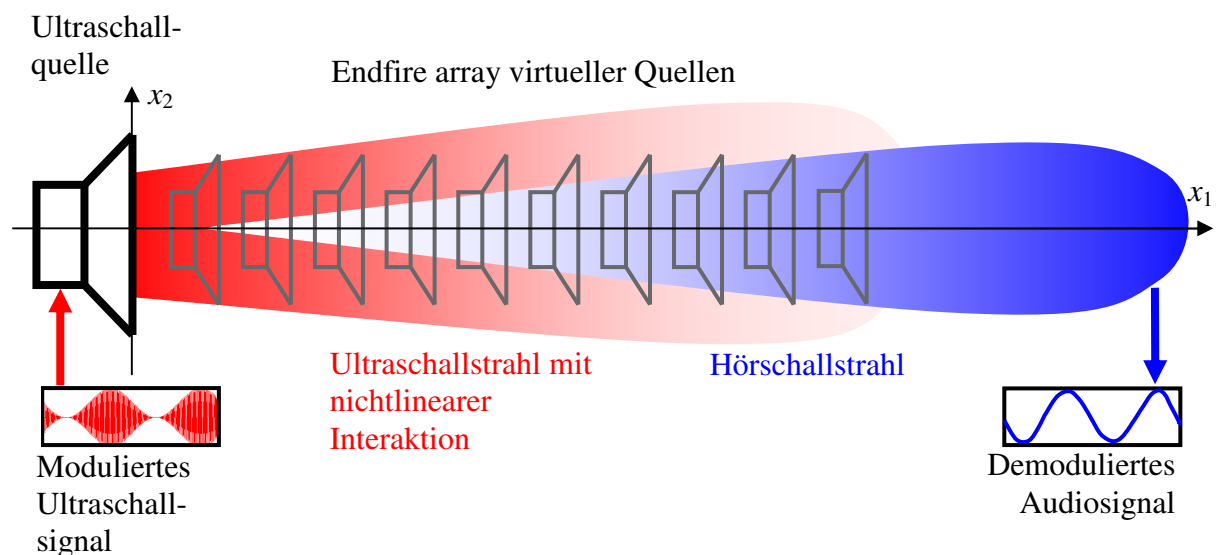


Abbildung 3.10: Der modulierte Ultraschallstrahl erzeugt ein Endfire-Array virtueller Audioschallquellen.

Hier sind die virtuellen Hörschallquellen als äquidistante Elementarquellen in einem Linien-Array in x_1 -Richtung dargestellt. Die Phase $\varphi_{\text{PA},i}$ einer einzelnen Elementarquelle i ist gegeben durch ihre Entfernung zur Schallquelle mit $\varphi_{\text{PA},i} = x_{\text{PA},i} / c_0$. Da sich die Ultraschallwelle im Mittel mit derselben Schallgeschwindigkeit c_0 ausbreitet wie die durch die Ultraschallwelle angeregte Hörschallwelle, befinden sich damit alle Elementarwellen in x_1 -Richtung in Phase, wodurch sich die einzelnen Audioelementarwellen in x_1 -Richtung konstruktiv überlagern. In allen anderen Richtungen gilt die Phasenbeziehung nicht mehr und die Elementarwellen

überlagern sich destruktiv oder löschen sich sogar gegenseitig aus. Aus diesem Grund wird eine starke Richtwirkung der Hörschallwelle erzielt. Für den Richtfaktor Γ_{PA} der parametrisch erzeugten Hörschallwelle gilt für $x_1 \gg L_G$ [2, 13]:

$$\Gamma_{\text{PA}}(\vartheta) = \Gamma_{\text{W}} \Gamma_{\text{K}} \quad (3.88)$$

Dabei bezeichnet Γ_{W} den so genannten Westervelt-Richtfaktor, der aus der Ausdehnung des parametrischen Arrays in x_1 -Richtung resultiert und keine Nebenkeulen aufweist:

$$\Gamma_{\text{W}} = \frac{1}{\sqrt{1 + k_{\text{PA}}^2 L_G^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}}} \quad (3.89)$$

Γ_{K} resultiert aus der Ausdehnung des parametrischen Arrays quer zur x_1 -Richtung und ist identisch mit dem Richtfaktor des Kolbenstrahlers aus Gleichung (3.75) bzw. (3.76). Gilt die Beziehung (3.86), so ist dieser Anteil des Richtfaktors jedoch zu vernachlässigen, da er dann einer Kugelcharakteristik ähnelt. Die Gesamtrichtwirkung wird somit fast ausschließlich durch die Längsausdehnung des parametrischen Arrays in x_1 -Richtung bestimmt und ist nahezu frei von Nebenkeulen.

Um die Abhängigkeiten der Hörschalldruckamplitude von der Ultraschallquellenfläche F_0 und der Generationslänge L_G zu verdeutlichen, lässt sich nach Gleichung (3.87) auch schreiben:

$$p_{\sim \text{PA}} \propto \frac{\hat{p}_{\sim \text{Ultra}}^2 F_0 \omega_{\text{PA}}^2 L_G}{x_1} \quad (3.90)$$

Ebenfalls aus Gleichung (3.87) lässt sich eine Veranschaulichung der zeitlichen Abhängigkeit des Hörschalldrucks ableiten:

$$p_{\sim \text{PA}} \propto \frac{\partial^2}{\partial t^2} E^2(t) \quad (3.91)$$

Dabei ist $E(t) = 1 + u(t)$ die Einhüllende des modulierten Ultraschalldrucksignals $p_{\text{Ultra}}(t)$.

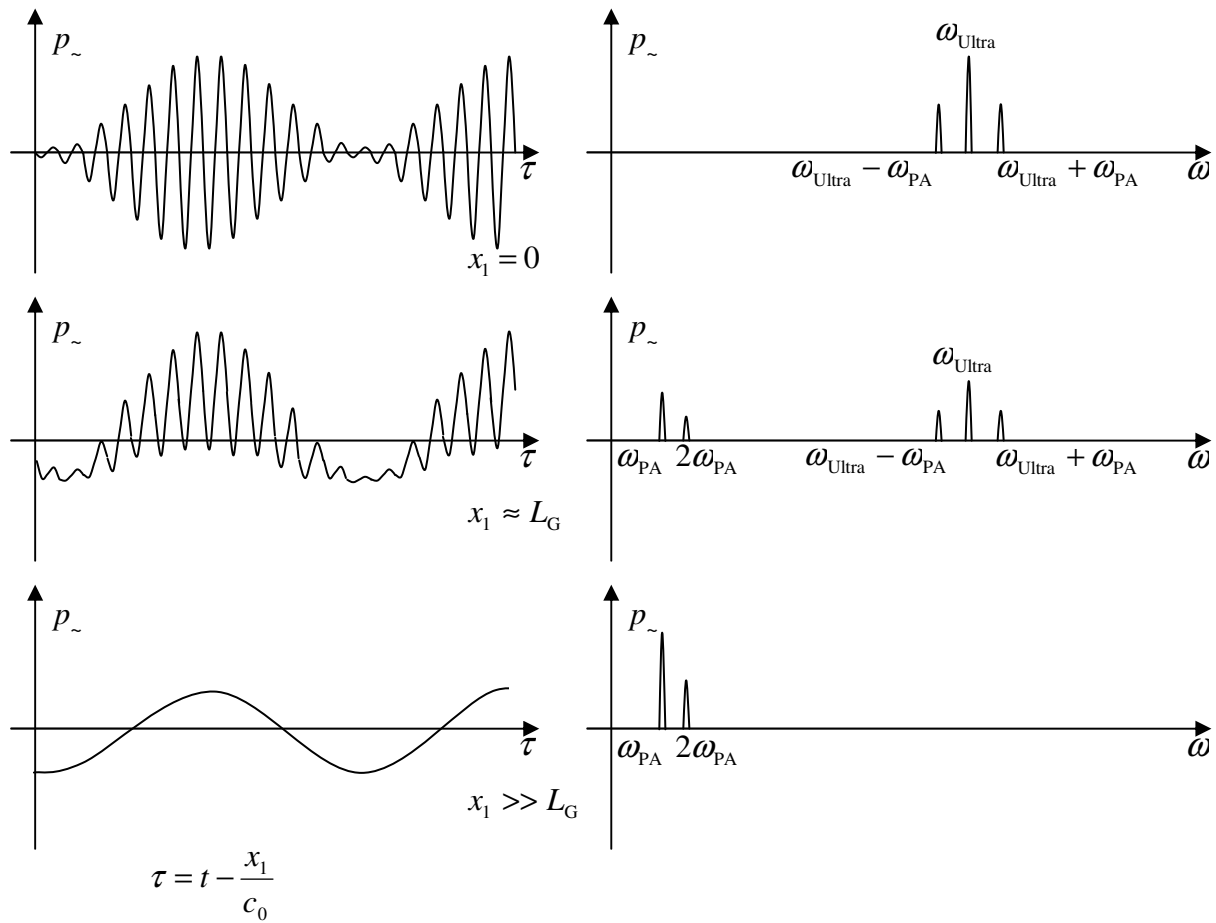


Abbildung 3.11: Qualitative Zeitsignalverläufe und Spektren des Gesamtschalls in verschiedenen Entfernungen von der Schallquelle des Ultraschall-Lautsprechers

Abb. 3.11 verdeutlicht die mit der Entfernung zur Schallquelle fortschreitende Selbstdemodulation einer einzelnen modulierten Schwingung anhand der zeitlichen Verläufe der Wellenform. Bei $x_1 = 0$ ist zunächst die Modulation des Trägers zu erkennen. Mit zunehmender Entfernung führt die Selbstdemodulation innerhalb der Generationszone zu einer Überlagerung des modulierten Ultraschallsignals mit dem Audiosignal. Mit weiter zunehmender Entfernung erfährt die Ultraschallwelle schließlich eine deutlich stärkere Dämpfung als die Hörschallwelle und verschwindet schließlich in großer Entfernung, wo ausschließlich das Audiosignal feststellbar ist. Aus der Annahme einer derart frequenzabhängigen Dämpfung resultiert die Tatsache, dass in Gleichung (3.87) Anteile der Ultraschallwelle vernachlässigt werden können, wodurch die Anwendbarkeit dieser Gleichung allerdings auf den Fernfeldbereich des

parametrischen Arrays, also auf $x_1 \gg L_G$ beschränkt wird.

Im Nahfeld $x_1 < L_G$ des parametrischen Arrays wächst die Amplitude des Audioschalls aufgrund der kumulativen Demodulation zunächst an, bis sie ihren maximalen Wert erreicht. Auch die Richtwirkung ist erst bei $x_1 = L_G$ komplett entwickelt. In kleineren Abständen sind daher schwächere Richtwirkungen zu erwarten. Wie aus [23] hervorgeht, wird der maximale Hörschalldruck jedoch nicht erst am Ende der Generationszone bei $x_1 = L_G$, sondern bereits vorher bzw. innerhalb dieser erreicht. Offenbar existieren hier zwei gegenläufige Effekte: Während die einzelnen Beiträge der Elementarquellen zur Hörschalldruckerzeugung mit wachsender Entfernung abnehmen, wirkt die Divergenz der Audioschallwelle einer kumulativen Hörschalldruckerhöhung entgegen, was zu einem einsetzenden Audioschalldruckabfall noch vor Erreichen von $x_1 = L_G$ führt. Während die Hörschallrichtwirkung für $x_1 > L_G$ konstant bleibt, fällt der Audioschalldruck aufgrund der Divergenz der Hörschallwelle wieder ab. Eine detaillierte mathematische Betrachtung des Hörschalldruckverlaufs in Abhängigkeit von der Entfernung für $x_1 < L_G$ wird in dieser Arbeit nicht durchgeführt, da die Anwendung des Ultraschall-Lautsprechers in Entfernungen $x_1 > L_G$ vorgesehen wird.

L_G wird im Wesentlichen von drei verschiedenen Faktoren beeinflusst [24], die zu einer entfernungsabhängigen Abschwächung des Ultraschalldrucks und letztendlich zu einer Terminierung der Generationszone führen [25]:

$$L_G = \min\{L_R, L_D, L_S\} \quad (3.92)$$

Dabei bezeichnet L_R diejenige Entfernung, bei welcher der Schalldruck der Ultraschallwelle durch die sphärische Aufweitung nach Überschreiten der Rayleigh-Entfernung um 3 dB gesunken ist, L_D bezeichnet die Dämpfungslänge, bei welcher der Schalldruck der Ultraschallwelle durch Dämpfung in Luft um 3 dB abgeschwächt wurde und L_S die Entfernung, in welcher er durch Sättigung nach Abschnitt 3.2.4.1 um 3 dB abgeschwächt wurde. Da die parametrische Schallerzeugung bei $x_1 = L_G$ jedoch nicht abrupt beendet wird, sondern mit weiter zunehmender Entfernung nur allmählich ausklingt, ist auch in Entfernungen $x_1 > L_G$ eine

weitere, jedoch in Bezug auf den Audioschalldruckpegel bei $x_1 = L_G$ weniger signifikante Generation von Audioschall bis zur totalen Generationslänge $x_1 = L_{G, \text{total}}$ zu erwarten. Diese bezeichnet diejenige Entfernung zur Schallquelle, in der eine parametrische Schallerzeugung gerade noch nachweisbar ist. Für eine eindeutige Beschreibung von L_G wird im Folgenden Gleichung (3.92) verwendet, nach der definitionsgemäß die halbe parametrisch generierte Audioschallleistung innerhalb von L_G erzeugt wird.

Nach Gleichung (3.85) und Abb. 3.11 erzeugt die Selbstdemodulation sowohl das ursprüngliche Nutzsignal mit der Frequenz ω_{pA} als auch deren erste Harmonische $2\omega_{\text{pA}}$. Letztere wird durch die nichtlineare Interaktion zwischen unterem und oberem Seitenband der modulierten Ultraschallwelle verursacht. Während die Amplitude des Signals mit ω_{pA} linear von ψ abhängt, ist diejenige des Signals mit $2\omega_{\text{pA}}$ quadratisch von ψ abhängig.

Aus den Gleichungen (3.87) und (3.90) wird ersichtlich, dass der ohnehin im Vergleich zum Ultraschalldruck nur geringe Audioschalldruck nicht nur von der Modulationstiefe ψ abhängt, sondern auch von ω_{pA}^2 , dem Quadrat der Audiosignalfrequenz. Dies resultiert in einem Audiofrequenzgang, der mit 12 dB / Oktave zu tiefen Frequenzen hin abfällt. Zusätzlich wird die tiefste, überhaupt demodulierbare Frequenz durch die Kohärenzlänge des Ultraschallstrahls bestimmt [26], weshalb im Sinne einer möglichst tiefen unteren Grenzfrequenz die Generationslänge L_G maximiert werden sollte [25]. Die gleiche Konsequenz folgt auch aus der Maximierung der Richtwirkung.

3.4.2.2 Schallerzeugung mittels modulierten Strahlungsdrucks

Bei Messungen zur Schallerzeugung durch einen Ultraschall-Lautsprecher werden besonders in geringen Abständen zur Schallquelle oftmals Hörschalldruckpegel gemessen, die deutlich über den nach Abschnitt 3.4.2.1 zu erwartenden Pegeln liegen. Häufig wird dieser Effekt als Messfehler deklariert [27, 28], der durch zusätzliche Demodulation des Audiosignals aufgrund von Nichtlinearitäten im Mikrofon zustande kommt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen [29] zeigen jedoch, dass die durch nichtlineare Mikrofoneigenschaften herbeigeführte Demodulation zwar zu berücksichtigen ist, aber ebenfalls

nicht ausreicht, um die Abweichung vollständig zu erklären. Stattdessen generiert offenbar der im Abschnitt 3.3 erwähnte akustische Strahlungsdruck aufgrund der Modulation der Trägerwelle einen zusätzlichen Beitrag zum parametrisch erzeugten Audioschalldruck, sobald eine Grenzfläche senkrecht zur akustischen Achse betrachtet wird. Dieser Effekt wird in [29] und [30] ausführlich beschrieben und anhand von Messungen belegt. Der durch den akustischen Strahlungsdruck erzeugte Schallanteil wird mit $p_{\text{-Str}}$ bezeichnet.

3.4.2.3 Nicht-parametrisch erzeugter Hörschall

Aufgrund nichtlinearer Eigenschaften der Übertragungsfunktionen mancher Ultraschallquellen kann bei Betrieb eines Ultraschall-Lautsprechers bereits in der Schallquelle selbst eine Demodulation des aufmodulierten Audiosignals stattfinden. Infolgedessen strahlt die Schallquelle sowohl modulierten Ultraschall als auch demodulierten Hörschall direkt ab. Der so erzeugte Hörschallanteil wird im Folgenden als „nicht-parametrisch“ erzeugt bezeichnet mit dem zugehörigen Schalldruck $p_{\text{-np}}$. Die Schallquelle arbeitet demzufolge zusätzlich als direkt abstrahlender Lautsprecher. Daher hängt die Richtwirkung dieses nicht-parametrisch erzeugten Hörschalls direkt vom Verhältnis seiner Wellenlänge zu den Abmessungen der Schallquelle ab und ist nach dem Modell des Kolbenstrahlers meist signifikant schwächer als die des parametrisch erzeugten Hörschalls. Es kommt daher zu einer unerwünschten Aufweitung des insgesamt erzeugten Hörschallstrahls durch Überlagerung mit der schwachen Richtwirkung des nicht-parametrisch erzeugten Schalls. Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente [23, 29, 31] mit den hier verwendeten Ultraschallquellen zeigen allerdings, dass $p_{\text{-np}}$ besonders im Frequenzbereich oberhalb von 500 Hz und aufgrund seiner schwachen Richtwirkung bereits in Entfernungen oberhalb von einem Meter vernachlässigbar klein wird und nur im Nahbereich unterhalb von einem Meter einen störenden Einfluss besitzt. Der nicht-parametrisch erzeugte Hörschall steht in keiner festen Phasenbeziehung mit dem parametrisch erzeugten und dem durch Strahlungsdruck erzeugten Schall. Es kann also sowohl zu konstruktiver als auch destruktiver Überlagerung kommen. In geringer Entfernung zur Schallquelle und abseits der Abstrahlrichtung des Primärstrahls überwiegt allerdings der nicht-parametrisch erzeugte Anteil aufgrund seiner schwachen Richtwirkung, wodurch eine Interferenzbetrachtung ohnehin überflüssig wird.

3.4.2.4 Summe der an der Schallerzeugung beteiligten Effekte

Der durch einen Ultraschall-Lautsprecher erzeugte Hör- oder Audioschall besteht aus drei Anteilen: dem durch das parametrische Array erzeugten Schall, dem Schall durch modulierten Strahlungsdruck und dem nicht-parametrisch erzeugten Schall, der einen unerwünschten Nebeneffekt darstellt, wie auch aus Abb. 3.12 ersichtlich:

$$p_{\sim\text{Audio}} = p_{\sim\text{PA}} + p_{\sim\text{Str}} + p_{\sim\text{np}} \quad (3.93)$$

Der parametrisch erzeugte Anteil $p_{\sim\text{PA}}$ zeigt aufgrund der kumulativen Wirkungsweise des parametrischen Arrays erst in einiger Entfernung zur Schallquelle seine Wirkung, der durch den Strahlungsdruck erzeugte Anteil $p_{\sim\text{Str}}$ dagegen besitzt besonders im Nahbereich großen Einfluss auf den Gesamtschalldruck. Der nicht-parametrisch erzeugte Anteil $p_{\sim\text{np}}$ ist mit den hier verwendeten Ultraschallquellen für Entfernungen oberhalb von einem Meter und für Frequenzen über 500 Hz vernachlässigbar klein.

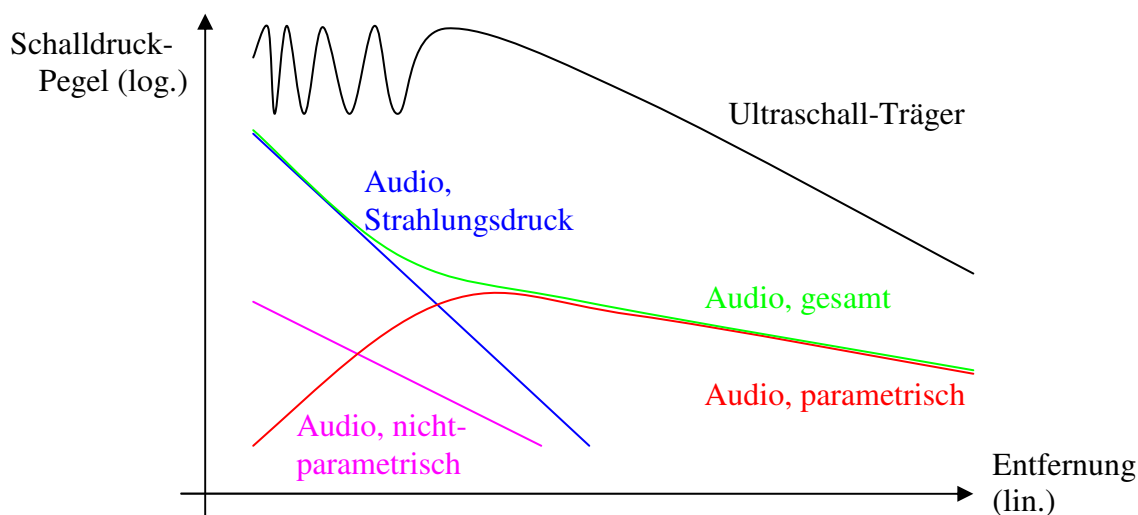


Abbildung 3.12: An der Schallerzeugung durch einen Ultraschall-Lautsprecher beteiligte Effekte

Um ausschließlich den parametrisch erzeugten Schallanteil zu messen, muss vermieden werden, dass das Messmikrofon mit einem zu hohen Ultraschallpegel beaufschlagt wird, da einerseits eine zusätzliche Demodulation der Audiofrequenz durch Nichtlinearitäten der Messkette erzeugt und andererseits der durch den akustischen Strahlungsdruck generierte Anteil zu einer großen

Messunsicherheit führen kann. Beide Effekte treten besonders in der Nähe zur Schallquelle auf, da hier hohe Ultraschallpegel zu erwarten sind.

3.5 Audible Wahrnehmung durch den Menschen

Dieses Kapitel beschreibt die Wahrnehmung von Schall durch den Menschen, ausgehend von der Anatomie und Funktionsweise des Gehörs über subjektives Schallempfinden bis hin zur Bewertung der Wirkung hochenergetischer Schallereignisse.

3.5.1 Anatomie und Funktion des menschlichen Gehörs

Das Gehör des Menschen lässt sich wie in Abb. 3.13 illustriert zunächst in drei Teilbereiche unterteilen: das Außenohr (Auris externa) mit der Ohrmuschel (Auricula) und dem Gehörgang (Meatus acusticus), das Mittelohr (Auris media), welches sich aus Trommelfell (Membrana tympani), Paukenhöhle (Cavum tympani) und der Ohrtrumpete (Tuba auditiva) zusammensetzt sowie das Innenohr (Auris interna), welches aus dem Gleichgewichtsorgan (Labyrinthus vestibularis) und der Schnecke (Cochlea) besteht.

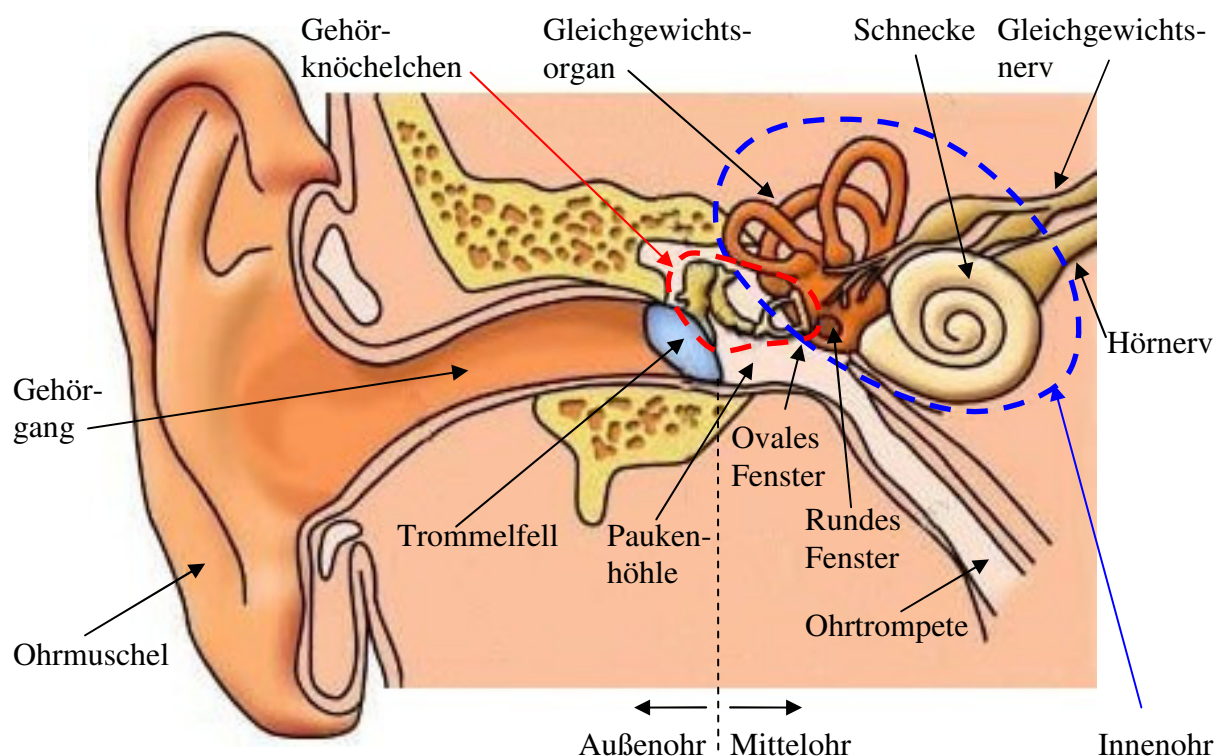


Abbildung 3.13: Aufbau des menschlichen Gehörs [32]

Der Gehörgang leitet den von der Ohrmuschel empfangenen Schall an das Trommelfell weiter. Durch die richtungsabhängige Übertragungsfunktion der Ohrmuschel und des Gehörgangs findet eine spektrale Verzerrung einer einfallenden Schallwelle statt, wie in Abb. 3.14 illustriert [33]. Entsprechende Daten, welche die Übertragungsfunktion oberhalb von 20 kHz berücksichtigen, wurden bisher nicht ermittelt.

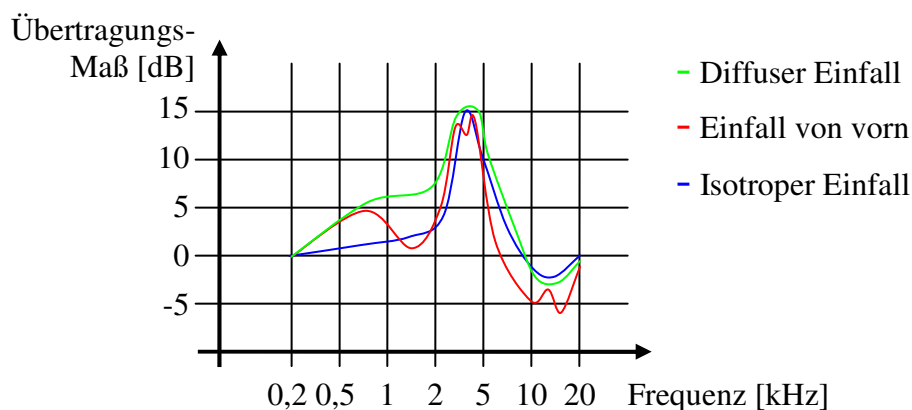


Abbildung 3.14: Übertragungsfunktionen von Ohrmuschel und Gehörgang bei verschiedenen Einfallswinkeln [33]

Der Gehörgang ist beim Erwachsenen in der vertikalen und der horizontalen Ebene jeweils s-förmig und somit insgesamt schraubenförmig gekrümmt, wie in Abb. 3.15 schematisch dargestellt [34].

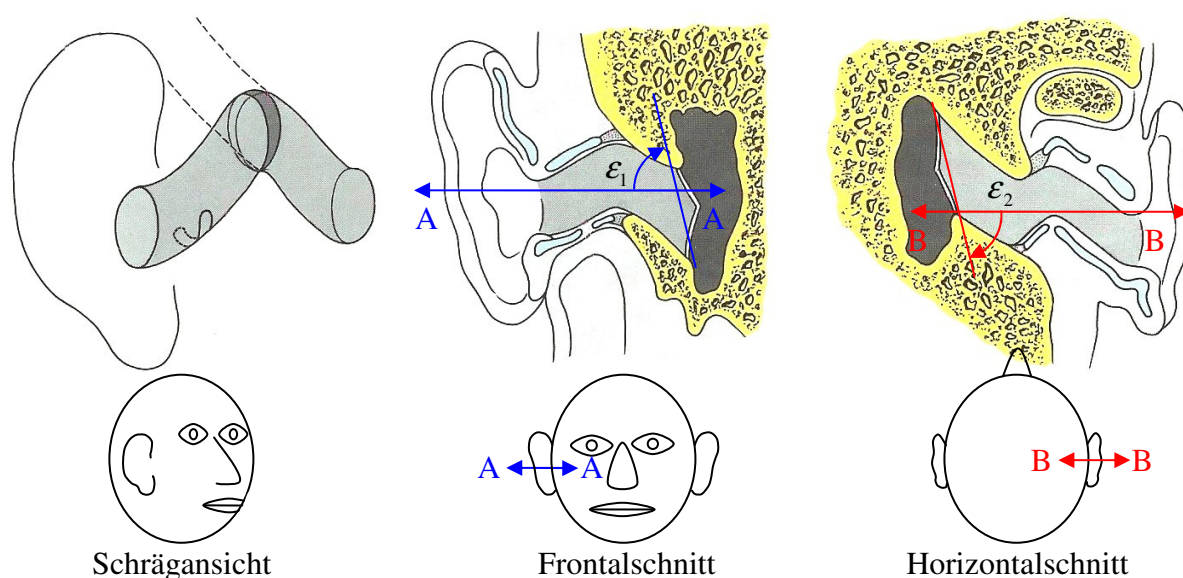


Abbildung 3.15: Krümmung des Gehörgangs und schräge Insertion des Trommelfells

Das Trommelfell ist annähernd kreisrund, leicht trichterförmig und trennt den Gehörgang von der Paukenhöhle. Im Folgenden wird das Trommelfell als eine ebene Scheibe angenommen. Durch seine schräge Insertion schließt es dann mit der Horizontalebene einen Winkel ε_1 und mit der Medianebene einen Winkel ε_2 ein, wobei beide Winkel etwa $45..50^\circ$ betragen [34]. Wäre der Gehörgang gerade, also parallel zu Horizontal- und Medianebene, so würde eine Schallwelle demnach in beiden Ebenen in einem Winkel von $40..45^\circ$ zur Trommelfellnormalen einfallen.

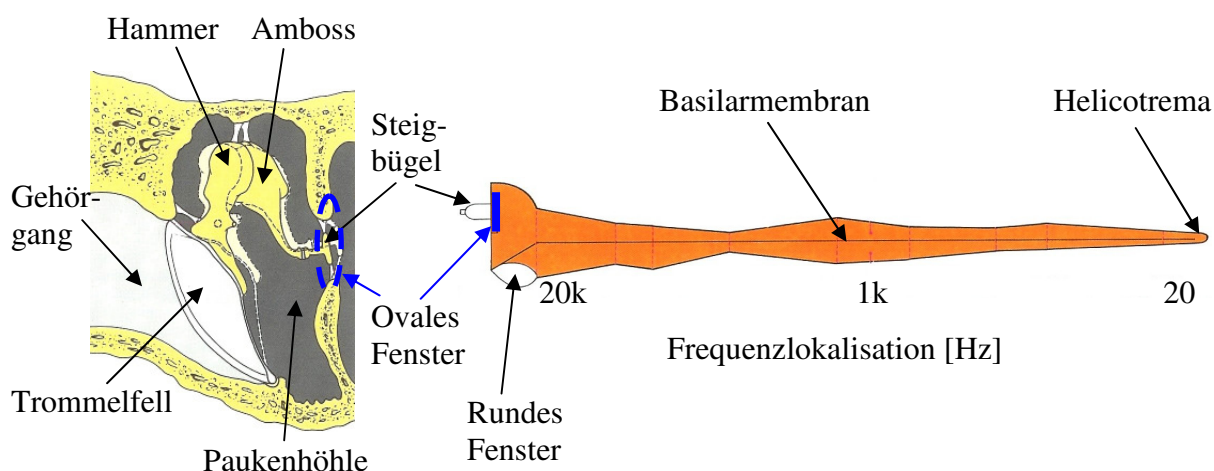


Abbildung 3.16: Links: Mittelohr, rechts: Frequenzlokalisierung auf der Basilarmembran innerhalb der Hörschnecke, die hier abgewickelt dargestellt wird.

Nach dem Passieren des Gehörgangs versetzt der Luftschall das Trommelfell in Schwingungen. Diese werden über die gelenkartig miteinander verbundenen Gehörknöchelchen (Ossicula auditus), welche sich aus Hammer (Malleus), Amboss (Incus) und Steigbügel (Stapes) zusammensetzen, über das ovale Fenster (Fenestra vestibuli) an die Basilarmembran (Membrana basilaris) übertragen – siehe Abb. 3.16. Hier findet die eigentliche Aufnahme der Schallsignale statt. Die Hörschnecke (Cochlea) ist vergleichbar mit einem spiralförmig gewundenen Rohr mit etwa $2\frac{1}{2}$ Windungen, in dem sich das Cortische Organ (Organum spirale) mit der Basilarmembran mittig befindet. Eine eingeleitete Schwingung pflanzt sich nun als Wanderwelle auf der Basilarmembran fort und regt die auf ihr befindlichen Haarzellen an, welche die empfangenen Signale über den Hörnerv (Nervus cochlearis) getrennt vom Gleichgewichtsnerv (Nervus vestibularis) zum Gehirn (Cerebrum) übermitteln.

Aufgrund der Änderung der Schwingungseigenschaften der Basilarmembran mit zunehmender Entfernung vom ovalen Fenster werden höchste Frequenzen nahe des ovalen Fensters und tiefste Frequenzen im Bereich des Helicotremas rezipiert, wie in Abb. 3.16 rechts zu erkennen [34].

3.5.2 Hörschall

Als Hörfrequenzbereich bezeichnet man den Frequenzbereich, in welchem beim Menschen ein ausgeprägtes Hören stattfindet [35, 36]. Dieser liegt etwa zwischen 16 Hz und 16 kHz. Innerhalb dieses Bereichs spricht man daher auch von Hörschall, während man Schall oberhalb des Hörfrequenzbereichs als Ultraschall bezeichnet.

Da das menschliche Ohr auf Schwankungen des Druckes reagiert, wird dieser als maßgebliche Größe für die Schallempfindung herangezogen [36]. Die mittlere Hörschwelle $p_{\sim\text{ref}}$ ist durch die kleinste noch wahrnehmbare Druckschwankung in Luft definiert und wird bei 1 kHz mit 20 μPa angegeben. Auf diesen Wert bezieht sich auch der Schalldruckpegel, welcher das zwanzigfache logarithmische Verhältnis eines Schallwechseldrucks p_{\sim} zu $p_{\sim\text{ref}}$ angibt:

$$p_{\sim\text{dB}} = 20 \cdot \log\left(\frac{p_{\sim}}{p_{\sim\text{ref}}}\right), \quad I_{\text{dB}} = 10 \cdot \log\left(\frac{I}{I_{\text{ref}}}\right) \quad (3.94)$$

wobei $I_{\text{ref}} = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ die dem Referenzschallwechseldruck $p_{\sim\text{ref}}$ entsprechende Intensität bezeichnet. Die Hörschwelle und das Lautstärkeempfinden sind jedoch frequenzabhängig. Um die frequenzunabhängige Lautstärkeempfindung zu beschreiben, wurde die Einheit Phon eingeführt [37], welches einen Vergleich mit der Lautstärkeempfindung bei 1 kHz herstellt. Heute nutzt man jedoch überwiegend die einfachere A-Bewertung des Schalls, wodurch eine frequenzabhängige Bewertung mit einer Filterfunktion durchgeführt wird, die der Empfindung des Ohrs nachempfunden ist. Diese besitzt demnach im Bereich von etwa 2,5 kHz ihre größte Empfindlichkeit, wie aus Abb. 3.17 zu entnehmen ist.

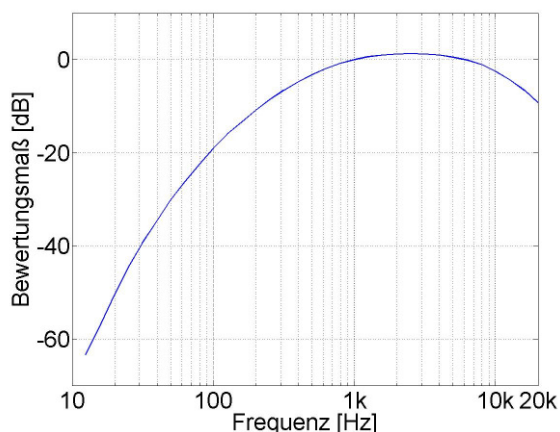


Abbildung 3.17: Kurve der A-Bewertung [36]

A-bewertete Pegel werden in dB(A) angegeben. Es existieren darüber hinaus weitere Verfahren zur Bewertung von Schallereignissen nach Frequenz, Lautstärke und Dauer [36, 37].

Während eine Änderung des Schalldruckpegels um 1 dB an der Schwelle der Wahrnehmbarkeit liegt, wird eine Änderung um 3 dB bereits als deutlich empfunden. Eine Verdopplung der subjektiven Lautstärke entspricht real einer Pegelerhöhung um etwa 10 dB, also einer Erhöhung des physikalischen Schalldrucks um den Faktor $\sqrt{10}$ oder einer Erhöhung der physikalischen Intensität um den Faktor 10. Beurteilt man die Qualität eines Systems zur gerichteten Beschallung anhand deren Richtwirkung, so ist also physikalisch gesehen eine deutlich stärkere Richtwirkung notwendig als subjektiv wahrgenommen, da bei einem Abstrahlwinkel, bei dem die Schallintensität bereits auf 10 % abgenommen hat, das Ohr subjektiv noch immer 50 % der ursprünglichen Lautstärke wahrnimmt. Im Rahmen dieser Arbeit werden Schallstrahlbreiten stets mit dem doppelten Winkel angegeben, bei dem der Schalldruck im Vergleich zur Hauptabstrahlachse (0°) auf -10 dB gesunken ist. Dies entspricht etwa einer Halbierung der Lautstärke.

3.5.3 Sprachverständlichkeit

Die Einschränkung des Hörschallbereichs auf das Sprachband bezeichnet den Frequenzbereich, in welchem die Übertragung von Sprache stattfindet. Dieser liegt ungefähr zwischen 100 Hz und 8 kHz [35].

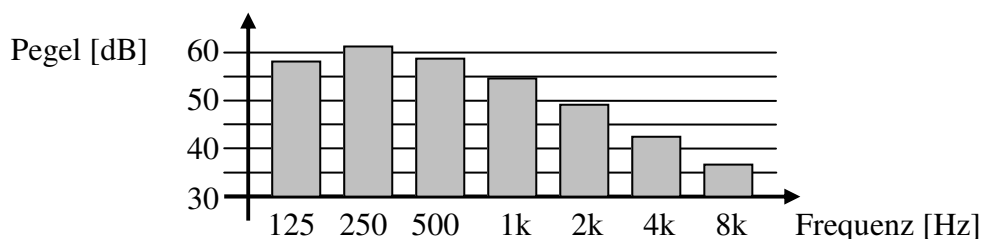


Abbildung 3.18: Spektraler Energiegehalt der menschlichen Sprache

Die Sprachverständlichkeit wird durch Logatom-Untersuchungen ermittelt [37]. Man benutzt Logatome, also sinnleer gesprochene Silben, da in zusammenhängenden Texten durch das menschliche Kombinationsvermögen nichtverstandene Teile aus dem Kontext ergänzt würden. Eine Sprachverständlichkeit von 65 % wird hier als ausreichend, 80 % als sehr gut betrachtet. Während aus Abb. 3.18 erkennbar wird, dass die höchste Energie in den unteren Oktavbändern um 250 und 500 Hz zu finden ist, tragen jedoch vorwiegend die höheren Oktavbänder zur Sprachverständlichkeit bei, siehe Abb. 3.19, welche die Sprachverständlichkeit über der Frequenz zeigt [35]:

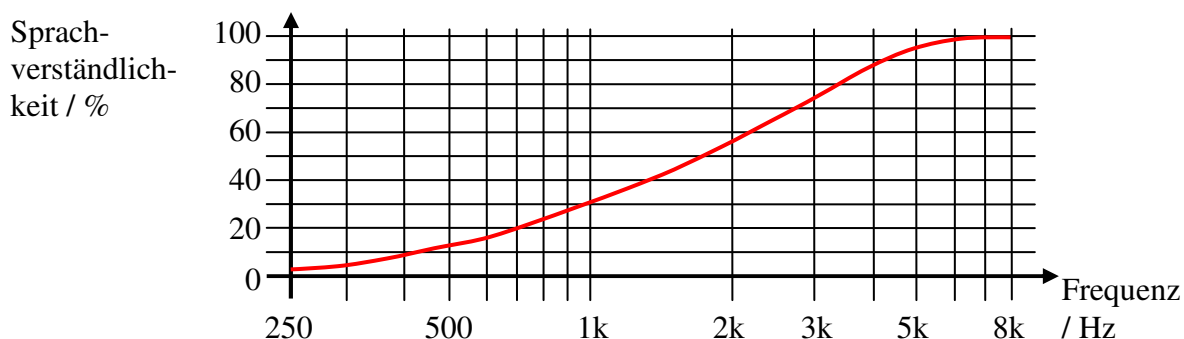


Abbildung 3.19: Sprachverständlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz [35]. Eine auf der Abszisse beliebig gewählte Bandbreite resultiert in einem entsprechenden Intervall auf der Ordinate. Die Differenz zwischen oberer und unterer Intervallgrenze gibt die der Bandbreite entsprechende Sprachverständlichkeit an.

Aus diesem Grund lässt sich der Übertragungsbereich eines Wiedergabesystems für Sprache auf einen Bereich von etwa 800 Hz bis 6 kHz einschränken, ohne dabei die Sprachverständlichkeit auf Werte unter 80 % zu reduzieren. [37, 38].

Zusätzlich wird die Sprachverständlichkeit vom Störgeräuschaustand, vom Verzerrungsgrad und von der Nachhallzeit beeinflusst: In realen Räumen treten Reflexionen auf, die zu einem

verzögerten Abklingen des Schallpegels nach Ausschalten einer Schallquelle führen. Dieser Effekt wird durch die Nachhallzeit charakterisiert und diese als diejenige Zeit definiert, die zu einem Abklingen des Schallpegels um 60 dB benötigt wird [4]. Für eine Sprachverständlichkeit von 80 % ist eine Nachhallzeit von weniger als etwa 3,5 s ausreichend [37].

Verzerrungen, besonders nichtlineare, beeinflussen die Sprachverständlichkeit. Das menschliche Ohr selbst produziert bereits lineare und nichtlineare Verzerrungen [39, 40], letztere besonders bei hohen Schalldruckpegeln. Im Allgemeinen werden aber vom Ohr verursachte Verzerrungen nicht als störend empfunden bzw. überhaupt nicht bemerkt, sie setzen aber die Wahrnehmungsschwelle für außerhalb des Ohrs entstandene Verzerrungen herauf, woraus ein gewisser Spielraum für die technische Auslegung realer Systeme resultiert. Die Hörbarkeit von Verzerrungen hängt schließlich von mehreren Faktoren, besonders aber von der Lautstärke und dem ursprünglichen Frequenzgehalt eines Schallereignisses ab. Weil nichtharmonische Verzerrungen Summen- oder Differenzöne zum ursprünglichen Klangbild hinzufügen, sind sie oft bereits bei Klirrfaktoren unterhalb von 1% hörbar. Im Gegensatz dazu verändern harmonische Verzerrungen das ursprüngliche Klangbild nicht und können deshalb selbst bis zu Klirrfaktoren im Bereich von 30..50% unbemerkt bleiben und stellen daher – selbst wenn sie bereits hörbar sind – keinen großen Störfaktor für die Sprachverständlichkeit dar [37].

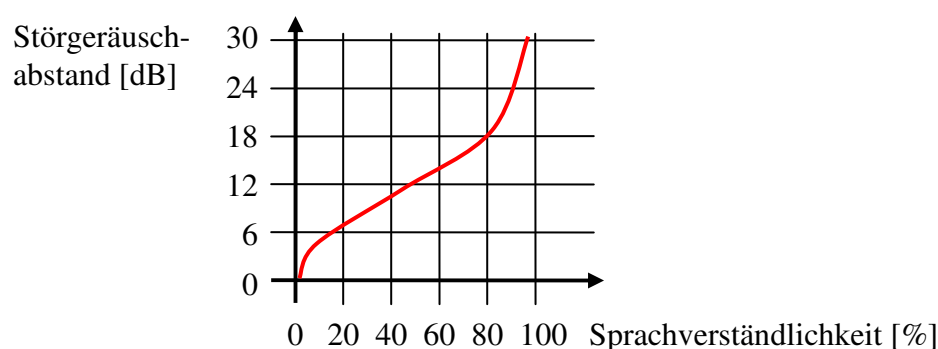


Abbildung 3.20: Sprachverständlichkeit in Abhängigkeit vom Störgeräuschabstand [37]

Der Störgeräuschabstand (siehe Abb. 3.20) beschreibt die Pegeldifferenz zwischen Umgebungsgeräusch und Nutzschall. Für eine Sprachverständlichkeit von 80 % ist ein Störgeräuschabstand von etwa 18 dB ausreichend.

Der Begriff des Residualhörens stammt aus der Psychoakustik, die sich mit der subjektiven Schallwahrnehmung durch den Menschen befasst. Er beschreibt ein Phänomen, das die Wahrnehmung eines tiefen Tons ermöglicht, obwohl die Frequenz dieses Tons im Schallsignal nicht vorhanden ist, sondern lediglich deren Oberwellen [41]. Dies kann dazu genutzt werden, um die subjektive Wahrnehmung tiefer Frequenzen zu verstärken, wenn Lautsprechersysteme verwendet werden, die selbst nur eine mangelhafte Eignung zur Reproduktion dieser Frequenzen aufweisen [42].

3.5.4 Ultraschallhören

Entgegen der historisch gewachsenen Bezeichnung des Begriffs Ultraschall, der auf die Nichthörbarkeit von Schall im Frequenzbereich oberhalb von 16 kHz hinweist, existieren Belege über Schallempfinden des Menschen im Ultraschallfrequenzbereich [43-45]. Demnach kann auch Ultraschall mit pegelabhängiger Lautstärke empfunden werden.

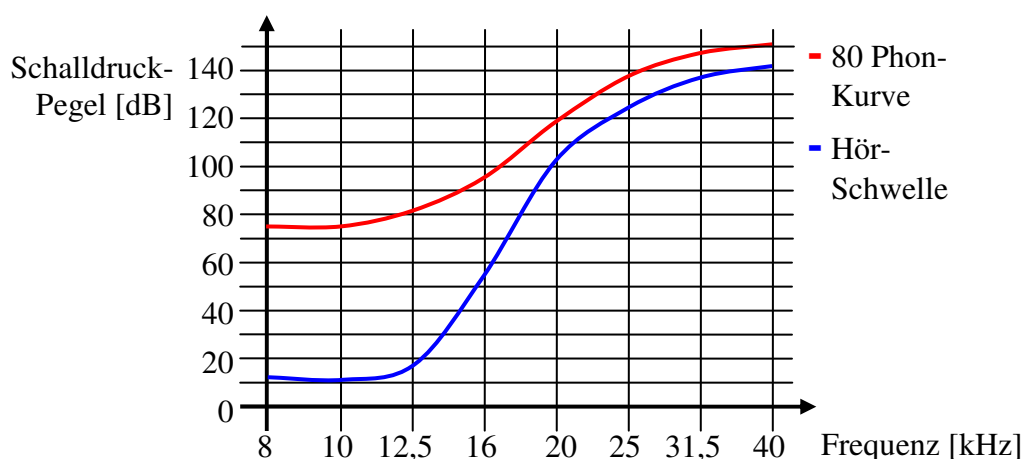


Abbildung 3.21: In den Ultraschallbereich erweiterte Hörschwellen- und 80 Phon-Kurve [43]

Die Hörschwellenkurve nach Abb. 3.21 zeigt im Bereich von 16 kHz und darüber zunächst ein Tiefpassverhalten von etwa achter Ordnung und steigt daher mit zunehmender Frequenz zunächst steil an. Zu höheren Frequenzen hin jedoch flacht die Kurve wieder deutlich ab und erreicht bei 40 kHz einen Wert von etwa 140 dB. Als Ursache hierfür wird in [45] eine knochen geleitete Ultraschallwahrnehmung angegeben: Der auf den Kopf auftreffende Luftschall wird in Körperschall umgesetzt und durch den Schädelknochen ohne Umweg über das Trommelfell direkt zum Innenohr geleitet. Die Hörschwellenkurve bei Knochenleitung [46] zeigt

ein starkes Hochpassverhalten oberhalb von etwa 16 kHz, wodurch sich die in [43] ermittelte Gesamthörschwellenkurve vermutlich als Übertragungsfunktion einer Parallelschaltung aus Knochenleitung und normalem Luftschallhören ergibt.

Ein zusätzlicher Wahrnehmungseffekt im Ultraschallbereich wird durch Erzeugung von Subharmonischen verursacht [46]. Wird das Trommelfell von einer Ultraschallwelle hinreichend hohen Pegels beaufschlagt, kann es Subharmonische mit ungeraden Teilern der Erregerfrequenz erzeugen, welche als Schwingung an das Innenohr weitergegeben wird. Da in diesem Fall die Subharmonische anstatt der Erregerfrequenz gehört wird, kann hier jedoch nicht von Ultraschallhören im eigentlichen Sinne gesprochen werden.

3.5.5 Hochenergetischer Schall

Das Ohr besitzt die Eigenschaft, eine pegelabhängige Hörschwellenanpassung durchzuführen. Durch das Einwirken eines Schallereignisses mit einer gehobenen Lautstärke wird ein körpereigener Schutzmechanismus aktiviert, der die mechanische Beweglichkeit der Gehörknöchelchen reduziert und somit deren Fähigkeit, Schall an das Trommelfell zu übertragen, einschränkt. Das Gehör wird somit unempfindlicher eingestellt gegenüber weiterer Schalleinwirkung. Während der Ruhezeit nach Abklingen des Schallereignisses wird die Hörschwelle allmählich wieder auf ein normales Maß abgesenkt. Man spricht hier von einer temporären Hörschwellenverschiebung, da sie reversibel ist [34, 47]. Eine hohe Schalldosis, also einem hohen Produkt aus Schalldruckpegel und Einwirkungszeit, besteht allerdings die Gefahr einer dauerhaften Schädigung des Gehörs, welche sich durch eine permanente Anhebung der Hörschwelle äußert, die also irreversibel ist. Zwecks Vermeidung solcher Gehörschäden sollte eine bestimmte Schalldosis nicht überschritten werden. Während für den Hörschallbereich normative Grenzwerte gelten, z. B. sollte ein Tagesbeurteilungspegel von 85 dB(A) über 8 Stunden nicht übertroffen werden [47], fehlen diese für den Ultraschallbereich. Es können lediglich Richtlinien als Empfehlung herangezogen werden, allerdings ist damit zu rechnen, dass auch im Ultraschallbereich in naher Zukunft verbindliche Grenzwerte definiert werden. Als Richtlinie für den Ultraschallbereich um 40 kHz wird in dieser Arbeit ein maximal zulässiger, unbewerteter Spitzenpegel von 140 dB angenommen [47]. Dies stimmt in etwa mit der Hörschwelle aus Abschnitt 3.5.4 überein.

3.6 Zusammenfassung

Für die Schallausbreitung in Luft gelten nichtlineare Verhältnisse, die aus der Nichtlinearität der Zustandsgleichung resultieren. Bei der Betrachtung kleiner Wechselgrößen im Vergleich zu deren Ruhewerten lässt sich eine Linearisierung durchführen, mit der sich alltägliche Schallereignisse hinreichend genau beschreiben lassen. Im Falle von größeren Amplituden sind entsprechend nichtlineare Ansätze zu verwenden. Die zur Schallerzeugung benötigten elektroakustischen Schallquellen lassen sich mit dem Kolbenstrahlermodell beschreiben. Die nichtlinearen Ausbreitungsverhältnisse bei hinreichend großen Amplituden der Wechselgrößen lassen sich nutzen, um mittels parametrischer Schallerzeugung einen stark gerichteten Audioschallstrahl zu erzeugen. Dabei werden Nichtlinearitäten bis zu zweiter Ordnung berücksichtigt. Die Luftfeuchtigkeit ist diejenige Klimagröße, die über die Dämpfung den größten Einfluss auf den Prozess der parametrischen Schallerzeugung besitzt, sie kann allerdings bei der Ausbreitung von niederfrequentem Audioschall vernachlässigt werden. Bei der technischen Realisierung eines solchen Ultraschall-Lautsprechers treten Nebeneffekte auf, die zusätzliche Beiträge zur Schallerzeugung liefern. Besonders der akustische Strahlungsdruck liefert im Nahbereich eines Ultraschall-Lautsprechers einen Beitrag, der zu erheblichen Abweichungen vom rein parametrisch erzeugten Schalldruckpegel führt. Der durch einen Ultraschall-Lautsprecher erzeugte Ultraschalldruckpegel sollte im Interesse der medizinischen Unbedenklichkeit und der Nichthörbarkeit unterhalb von 140 dB verbleiben.

4 Beurteilungskriterium zur stark gerichteten Audio-Beschallung

Um die stark gerichtete Audio-Beschallung bewerten zu können, ist zunächst die Einführung eines entsprechenden Kriteriums notwendig. Dieses richtet sich hauptsächlich nach der Richtwirkung, die das Übersprechen auf benachbarte Hörplätze und damit das Stören benachbarter Personen beeinflusst, und des Weiteren sind aber auch Frequenzgang und Schalldruckpegel zu berücksichtigen, welche die Sprachverständlichkeit beeinflussen. Der Einfluss des Nutzers selbst auf das Schallfeld wird der Einfachheit halber vernachlässigt.

4.1 Audiorichtwirkung

Wie den vorangegangenen Abschnitten zu entnehmen war, ist eine selektive Beschallung mit abruptem Übergang hin zu Ruhezonen, so als würde man mit einem Schritt zur Seite aus der Beschallungszone heraus keinen Schall mehr wahrnehmen, ohnehin nicht zu erwarten. Vielmehr hat man sich offenbar mit fließenden Übergängen, also mit Schallpegeln, die bei Bewegung aus der Beschallungszone heraus nur allmählich abklingen, abzufinden. Als Maß für die Qualität der gerichteten Beschallung lässt sich demzufolge die Steilheit, mit der der Schallpegel zur Umgebung hin abfällt, heranziehen. Die Betrachtung der Strahlbreite in Form eines Abstrahlwinkels wie im Abschnitt 3.4.1 ist dabei nicht allein ausreichend, da ein beliebig schmalwinkliger Schallstrahl in einer beliebigen Entfernung eine beliebig große Fläche beschallen kann. Ziel ist es aber, bei gegebenem Abstand nur eine begrenzte Fläche zu beschallen. Zusätzlich muss daher die Entfernung zur Schallquelle bzw. die Größe der tatsächlich beschallten Fläche am Ort des Nutzers berücksichtigt werden, um einen Übersprechabstand zur Umgebung bzw. bei Mehrzonenbeschallung zu benachbarten Hörplätzen definieren zu können. Da die Strahlbreite eines Schallstrahls allgemein mit zunehmender Frequenz abnimmt, ist diese Betrachtung auch frequenzabhängig durchzuführen. Ein sinnvolles Kriterium, um das Störempfinden benachbarter Personen aufgrund des Übersprechens zu beurteilen, liefert die im Abschnitt 3.5.2 beschriebene A-Bewertung des übersprechenden Schalls. Dementsprechend müsste die maximal tolerierbare beschallte Fläche bzw. die entsprechende Strahlbreite nach einer A-Gewichtung betrachtet werden. Eine genau definierte Abgrenzung erweist sich dennoch als schwierig, da der Übergang zur Umgebung, wie oben erwähnt, fließend ist. Als ein akzeptables Maß für das Übersprechen wird hier ein Wert von -20 dB(A), bezogen auf den Schallpegel am Beschallungsziel, angesehen. Der unerwünscht

beschallte Nachbar nimmt subjektiv in etwa ein Viertel der Lautstärke am Ort des eigentlichen Nutzers wahr. Dieses Übersprechen soll in einem Meter Abstand zum Zielort eingehalten werden, welcher in etwa dem typischen Sitzabstand in einem Konferenzraum oder dem Abstand zwischen den Insassen eines Automobils entspricht. Um dieses Kriterium der Einfachheit halber an einer einzelnen Frequenz zu orientieren, kann in diesem Fall die Richtwirkung bei 2,5 kHz betrachtet werden, da dies laut Abschnitt 3.5.2 diejenige Frequenz ist, bei der das Ohr die größte Empfindlichkeit besitzt, also eine maximale Störung für benachbarte Nutzer besteht. Der Fehler im Vergleich zur Betrachtung der A-Gewichtung eines kompletten Frequenzbandes ist dabei meist gering, da dort Richtwirkungen bei 2,5 kHz die höchste Gewichtung erfahren und Richtwirkungen bei davon abweichenden Frequenzen entsprechend weniger ins Gewicht fallen. Um eine Vergleichbarkeit zu anderen Systemen herzustellen, deren Entwickler oder Hersteller vorwiegend Richtwirkungen bei „runden“ Zahlen angeben, lässt sich das Kriterium auf die Richtwirkung bei beispielsweise 1 kHz erweitern, eine Frequenz, die relativ „mittig“ im Spektrum des Hörschallbereichs liegt und daher oft verwendet wird. In diesem Fall wird ein Übersprechen von -10 dB in einem Meter Abstand zugelassen.

Nach dem Kolbenstrahlermodell aus Abschnitt 3.4.1 ergibt sich eine Nahfeldlänge L_R , die abhängig von der Frequenz und von der Fläche der Schallquelle ist. Innerhalb des Nahfelds ist bei gegebener, fester Frequenz ein sehr ungleichmäßiger Schalldruckverlauf anzutreffen. Über ein Frequenzband hinweg ist demnach bei gegebenem Abstand zur Schallquelle von einem ungleichmäßigen Frequenzgang auszugehen. Um am Zielort der Beschallung einen gleichmäßigen Frequenzgang zu erzielen, sollte demzufolge die Nutzungsentfernung L_N über der Nahfeldlänge L_R liegen. Es ist daher eine maximale Fläche F_0 bzw. bei kreisförmiger Form ein maximaler Radius r_0 der Schallquelle einzuhalten, wenn in einer Entfernung L_N bis zu einer oberen Grenzfrequenz f_{\max} ein gleichmäßiger Frequenzgang erzielt werden soll:

$$r_0 < \sqrt{\frac{c_0 L_R}{\pi f_{\max}}} \quad (4.1)$$

Zur Übertragung von Sprache kann nach Abschnitt 3.5.3 der zu übertragende Frequenzbereich auf 6 kHz beschränkt werden, womit sich $f_{\max} = 6$ kHz ergibt. Zwar lässt sich zeigen, dass die Schwankungen des Frequenzgangs im Nahfeld eines Kolbenstrahlers meist einen weniger

gravierenden Einfluss auf das Hörempfinden besitzen, jedoch erscheint eine Begrenzung von A_0 mittels Gleichung (4.1) auch unter praktischen Gesichtspunkten als sinnvoll, nach denen die Schallquelle so klein wie möglich sein sollte.

Die Anwendung in Konferenzräumen resultiert aus Anforderungen des EU-geförderten Projekts CHIL [48]. Ziel ist es hier, verschiedenen Personen diskret und ohne andere Konferenzteilnehmer zu stören, unterschiedliche Inhalte per Audioschallstrahl zu übermitteln. Beispielsweise soll ein Redner unbemerkt von anderen Konferenzteilnehmern diskrete Informationen erhalten können. Ein anderes Beispiel sieht die Echtzeitübersetzung einer Rede in eine andere Sprache vor, die dann mittels gerichteter Beschallung an entsprechende Personen übermittelt wird. Dieses Szenario wurde bereits in [49] verwirklicht. Die Nutzungsentfernung liegt bei zwei Metern oder mehr. Der Radius der verwendeten Schallquelle sollte demzufolge nach Gleichung (4.1) einen Wert von 19 cm nicht überschreiten.

4.2 Audiofrequenzgang und Audioschalldruck

Wie im Abschnitt 3.5.3 beschrieben, wird eine Sprachverständlichkeit von 80 % als „sehr gut“ bezeichnet. Dieser Wert soll daher die Basis des Beurteilungskriterium hinsichtlich Audiofrequenzgang und –schalldruck darstellen.

Da die Wiedergabe von hohen Audiofrequenzen im Gegensatz zu tieferen für einen parametrischen Ultraschall-Lautsprecher vergleichsweise unproblematisch ist, sollte das Frequenzband, innerhalb dessen eine Sprachverständlichkeit von 80 % erzielt werden soll, möglichst hochfrequent gewählt werden. Da nach Abb. 3.19 oberhalb von etwa 6 kHz keine nennenswerte Verbesserung der Sprachverständlichkeit feststellbar ist, sollte diese Frequenz als obere Grenzfrequenz festgelegt werden. Mit einer geforderten Sprachverständlichkeit von 80 % wird die untere Grenzfrequenz somit zu etwa 800 Hz ermittelt.

Für die Festlegung eines Mindestschalldrucks ist zunächst der Umgebungsgeräuschpegel am Ort des Nutzers zu ermitteln. Er variiert in Konferenzräumen erfahrungsgemäß abhängig von der Anzahl der anwesenden Personen und deren Geräuschaktivität, während weitere Störquellen wie Strömungsgeräusche von Klimaanlage meist eine untergeordnete Rolle spielen. Eigenen Messungen zufolge liegt der Störgeräuschpegel in ruhigen Konferenzräumen etwa um 35..40

dB(A), während bei Aktivität der anwesenden Personen (Papierrascheln, Arbeiten an Notebooks, Konversationen) Pegel bis 50 dB(A) auftreten. Angaben in [37] für Lärm in Bibliotheken bzw. Lärm im Büro / Supermarkt unterstützen diese Werte unter vergleichbaren Bedingungen. Nach [37] ist für die verzerrungsfreie Übertragung von menschlicher Sprache ein Scheitelfaktor von etwa 12..15 dB zu berücksichtigen, wobei der Scheitelfaktor das Verhältnis zwischen Spitzenwert und Effektivwert angibt. Unter diesen Voraussetzungen sollte also der maximale Schalldruck des Übertragungssystems mindestens 12 dB über dem mittleren Schalldruck des Sprachsignals liegen. Zusammen mit der Forderung einer Sprachverständlichkeit von 80 % in einem „lauten“ Konferenzraum, welche nach Abschnitt 3.5.3 in einem Störgeräuschabstand von 18 dB resultiert, ist demnach ein maximaler Schalldruck von 80 dB(A) erforderlich. Um eine Vergleichbarkeit mit realen Messwerten zu vereinfachen, wird im Folgenden der Wert von 80 dB bei einer Frequenz von 2,5 kHz gefordert, welche in der A-Bewertung die höchste Gewichtung erfährt.

4.3 Zusammenfassung

Der im Abstand von einem Meter zum Zielort der Beschallung gemessene, A-bewertete Audioschalldruckpegel sollte mindestens 20 dB(A) unterhalb des Pegels am Zielort liegen. Bei Betrachtung einer einzelnen Frequenz sollte dieser Schalldruckpegel mindestens 20 dB bei 2,5 kHz bzw. mindestens 10 dB bei 1 kHz unterhalb des Pegels am Zielort betragen. Die Schallquelle sollte bei einer Nutzungsentfernung von mindestens zwei Metern einen Radius von 19 cm nicht überschreiten, um einen ausgeglichenen Frequenzgang zu gewährleisten. Letzterer sollte für eine Sprachverständlichkeit von mindestens 80 % einen Bereich von 800..6000 Hz abdecken. Der Audioschalldruck sollte aus demselben Grund mindestens 80 dB(A) bzw. 80 dB bei 2,5 kHz betragen.

5 Stand der Technik

In diesem Kapitel werden zunächst die Eigenschaften konventioneller Schallquellen erläutert und hinsichtlich ihrer Eignung zur gerichteten Audio-Beschallung bewertet. Da diese jedoch unzureichend ausfällt, werden im Anschluss daran Systeme auf Basis des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers untersucht. Zusätzlich werden unter diesem Aspekt verschiedene Bauarten von Ultraschallquellen auf ihre Vor- und Nachteile hinsichtlich eines Einsatzes in einem Ultraschall-Lautsprecher untersucht.

5.1 Konventionelle Hörschallquellen zur gerichteten Beschallung

Konventionelle Systeme zur gerichteten Beschallung basieren auf direkter Schallerzeugung mittels konventioneller Hörschallquellen und lassen sich somit gegenüber Systemen mit parametrisch erzeugtem Schall abgrenzen.

5.1.1 Einzelne Hörschallquellen

Der Begriff der Hörschallquelle lässt sich hier durch den Begriff Lautsprecher ersetzen, da sich dieser allgemein ausschließlich auf die wahrnehmbare Wiedergabe von Hörschall bezieht. Zur Modellierung der Schallerzeugung findet das Modell des Kolbenstrahlers Anwendung.

5.1.1.1 Konuslautsprecher

Der elektrodynamische Lautsprecher stellt das heute am häufigsten verwendete Wandlerprinzip für Konuslautsprecher dar. Die technische Ausführung besteht aus einer in einen Topfmagneten getauchten Schwingspule, die unter Ausnutzung der Lorentzkraft eine konusförmige Membran antreibt. Die Konusform wird aus Gründen der mechanischen Stabilität gewählt, wobei die effektive Stirnfläche im Modell des Kolbenschwingers dann der Öffnungsfläche des Konus entspricht. Der Einsatz von elektrodynamischen Konuslautsprechern scheidet für die gerichtete Beschallung im Sinne dieser Arbeit aus, da nach dem Modell des Kolbenstrahlers aus 3.2.1 mit vertretbaren Baugrößen nur unzureichende Richtwirkungen zu erzielen sind. Um beispielsweise eine -10 dB-Strahlbreite von 60° bei 1 kHz zu erzielen, müsste der Lautsprecher nach Gleichung (3.75) einen Radius von etwa 30 cm besitzen, wobei die Helmholtzzahl dann bei $kr = 5,5$ läge. Dafür müsste der Lautsprecher als idealer Kolbenstrahler betrachtet werden können, also

ganzflächig konphas schwingen. Gerade dies ist allerdings bei Konuslautsprechern nur bei tiefen Frequenzen der Fall und für höhere kaum zu realisieren, da der Konus für $kr > 1$ zu Partialschwingungen neigt, also Teile des Konus phasenverschoben zu anderen Teilen schwingen und somit Auslöschungen auftreten können [37]. Zudem schwingt der Konus aufgrund seiner Massenträgheit bei $kr > 1$ nicht mehr ganzflächig, sondern zunehmend ausschließlich im Bereich der Kalotte oder sogar nur noch in einem ringförmigen Bereich um den Flansch der Schwingspule [37]. Dadurch müsste zur Ermittlung der Richtwirkung eine deutlich kleinere effektive Fläche angenommen werden, woraus wiederum eine deutlich schwächere Richtwirkung resultierte. Zudem wird die im Abschnitt 4.1 gesetzte obere Schranke von 19 cm für den Radius der Schallquelle verletzt.

Die Verwendung von Sonderformen des elektrodynamischen Lautsprechers in Form von Kalotten-, Bändchen- oder Magnetostatlautsprechern [50] scheidet ebenfalls aus, da diese überwiegend für den Hochtonbereich oberhalb von etwa 3 kHz konzipiert werden und daher nur einen begrenzten Übertragungsbereich aufweisen. Vor allem aber ist die schwingende Fläche meist relativ klein im Vergleich zur Wellenlänge, so dass nur schwache Richtwirkungen erzeugt werden.

Der elektromagnetische Lautsprecher [51] findet aufgrund seiner dem elektrodynamischen Lautsprecher prinzipbedingt ähnlichen Richtwirkung keine Anwendung.

Aufgrund der frequenzabhängigen Biegesteifigkeit des Mangerwandlers [52] und der damit verbundenen Abnahme der aktiven Fläche mit der Frequenz besitzt dieser eine vergleichsweise geringe Richtwirkung und kann daher ebenfalls nicht angewendet werden.

Der „Distributed Mode“-Lautsprecher [53] verfügt aufgrund seiner auf der stochastischen Anregung begründeten schwachen Richtwirkung ebenfalls über kein Nutzungspotential.

5.1.1.2 Horn- und Druckkammerlautsprecher

Druckkammerlautsprecher verwenden eine Druckkammer, auf deren Eingangsöffnungsfläche eine Schallquelle arbeitet. Die Ausgangsöffnungsfläche der Druckkammer ist kleiner als ihre Eingangsöffnungsfläche. Unter Annahme von Druckkammerverhältnissen, d. h. das gesamte in

der Druckkammer befindliche Luftvolumen schwingt bei Anregung konphas, und unter Vernachlässigung der Luftkompressibilität findet mit dem Verhältnis der Öffnungsflächen eine Schallschnelletransformation statt, so dass an der Ausgangsöffnungsfläche eine höhere Schallschnelle erzielt wird [37]. Hornlautsprecher wie in Abb. 5.1 werden vorwiegend in Kombination mit einer Druckkammer betrieben und verwenden meist einen elektrodynamischen Lautsprecher, der auf einen Horntrichter arbeitet. Dessen Querschnittsfläche wächst mit zunehmender Trichterlänge an. Durch den Trichter findet somit eine Bündelung der vom Treiber abgestrahlten Schallenergie auf einen kleineren Raumwinkel statt [37], so dass die Richtcharakteristik der eines direkt strahlenden Lautsprechers mit der Mündungsfläche des Trichters entspricht.

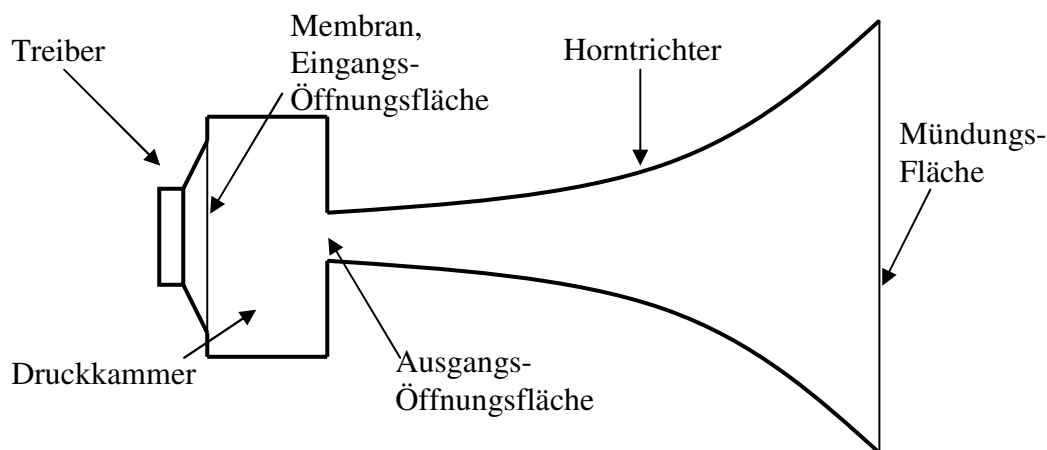


Abbildung 5.1: Lautsprechertreiber mit Druckkammer und Horntrichter

Derartige Systeme werden häufig im PA-Bereich (Public Address) eingesetzt, um eine definierte Richtcharakteristik – verbunden mit hohem Kennschalldruck – vorwiegend im Mittel- (ca. 800..3000 Hz) und Hochtonbereich (etwa >3 kHz) zu erzeugen. Für tiefere Frequenzen ist die Anwendung eines Hornlautsprechers meist wenig sinnvoll, da die Trichterabmessungen auf den Übertragungsbereich angepasst werden müssen und im Bassbereich sehr schnell unhandliche Dimensionen erreichen.

Der Einsatz für die gerichtete Beschallung im Rahmen dieser Arbeit scheidet aus, da selbst bei konphascher Schwingung über der gesamten Hornmündungsfläche die Richtwirkung nach dem Kolbenstrahlermodell berechnet wird, was zu ähnlichen Verhältnissen wie im Abschnitt 5.1.1.1 führt. Zudem führt die Länge des Horntrichters zu unerwünscht voluminösen Bauformen.

5.1.1.3 Elektrostatische Flachlautsprecher

Ein Forschungsprojekt des Kfz-Herstellers Volkswagen zeigt den Einsatz von flachen, elektrostatischen Lautsprechern des Herstellers Panphonics [54]. Die Richtwirkung wird auch hier über die Fläche des Lautsprechers erzeugt, wobei nach Herstellerangaben [55] der Lautsprecher im Gegensatz zum Konuslautsprecher ganzflächig konphas schwingen soll. Demnach wäre hier das Modell des Kolbenstrahlers über der gesamten Fläche anwendbar, wodurch zwar eine gegenüber dem Konuslautsprecher verbesserte, aber insgesamt nur wenig befriedigende Richtwirkung im Vergleich zur aktiven Fläche zu erzielen wäre und daher auch diese Technologie für die Anwendung in dieser Arbeit ausscheidet.

5.1.1.4 Fokussierende Lautsprecher

Fokussierende Lautsprecher erzeugen konvergente Schallwellen, die sich im Ort des Fokus konstruktiv überlagern. Dadurch wird ein im Vergleich zur Umgebung erhöhter Schalldruck und somit eine ortsabhängig selektive Beschallung erzielt. Ein Produkt zur fokussierenden Beschallung wird von der US-amerikanischen Firma Soundtube [56] angeboten. Hier werden quasi-punktförmige Hörschallquellen in den Fokus eines Parabolspiegels montiert, welcher die Schallwellen reflektiert und entsprechend seiner Apertur mit stärkerer Richtwirkung abstrahlt. Die -20 dB-Strahlbreite wird laut Datenblatt [57] mit etwa 150° bei 1 kHz angegeben. Dies entspricht bei einer Nutzungsentfernung von einem Meter bereits einem Kreis mit 3,7 m Radius und erfüllt nicht das Kriterium aus Kapitel 4, weshalb eine Anwendung hier nicht in Frage kommt. Aufgrund der hohen Baugröße von etwa 39 cm Radius und etwa 33 cm Höhe werden zudem unpraktische Dimensionen erreicht bzw. die im Abschnitt 4.1 definierte obere Schranke von 19 cm für den Radius der Schallquelle überschritten.

5.1.2 Mehrfachanordnungen und Arrays

Ordnet man mehrere elektrodynamische Lautsprecher zu einem Array an, lässt sich das Problem der Partialschwingungen des Konuslautsprechers umgehen, wenn der einzelne Lautsprecher entsprechend klein genug gegenüber der abzustrahlenden Wellenlänge gewählt wird. Die Gesamtrichtwirkung ergibt sich dann ähnlich der Punktquellensynthese im Modell des Kolbenstrahlers aus der Summe der Einzelrichtwirkungen. Dies bedeutet allerdings, dass die

erzielbare Richtwirkung lediglich im Bereich derer eines Kolbenstrahlers mit gleicher Fläche liegt (siehe Abschnitt 5.1.1.1) und dementsprechend eine Anwendung in dieser Arbeit nicht in Frage kommt.

5.1.2.1 Unterdrückung von Nebenkeulen

Die bei Betrieb von konventionellen Systemen auftretende Neigung zur Bildung von Nebenkeulen lässt sich mit dem Modell des Kolbenstrahlers erklären. Nebenkeulen führen zum Senden von Schall in unerwünschte Richtungen, die von der eigentlichen Beschallungsrichtung abweichen bzw. zu einer Verbreiterung des insgesamt erzeugten Schallstrahls. Die Bildung von Nebenkeulen kann verringert werden, indem die einzelnen Elemente eines Hörschallquellenarrays nicht mit identischer Amplitude angesteuert werden, sondern entsprechend ihrer Positionierung im Array mit gewichteter Amplitude. Gauß- oder Cosinusförmige Gewichtungen, etwa mit maximaler Amplitude in der Mitte des Arrays und bis auf nahe Null abnehmende Amplitude nach außen hin, resultieren in einer Abstrahlcharakteristik, die frei von Nebenkeulen ist [58]. Jedoch liefert die Strahlbreite der Hauptkeule weiterhin unzureichende Ergebnisse im Vergleich zur notwendigen aktiven Fläche. Da infolge der Gewichtung die effektive Fläche gleichzeitig verringert wird, ist zudem eine im Vergleich zur ganzflächig gleichgewichteten Ansteuerung verbreiterte Hauptkeule zu erwarten.

5.1.2.2 Fokussierende Beschallung mit Arrays

Der US-amerikanische Hersteller Dakota Audio [59] bietet flächige Anordnungen von Breitbandlautsprechern an, welche durch phasenverschobene Ansteuerung entsprechend fokussierende Schallwellen aussenden. Im Fokus, d. h. in einer bestimmten, festen Entfernung von der Schallquelle – und ausschließlich dort – ist somit eine bestimmte Richtwirkung verfügbar. Bei Verwendung des Modells „FA-501“ lässt sich eine -20 dB-Strahlbreite bei 1 kHz im optimalen Fall mit etwa 80° in 3 m Entfernung und etwa 74° in 4,3 m Entfernung angeben [60]. Die Radien der -20 dB-Kreise aus Kapitel 4 resultieren dann in der jeweiligen Nutzungsentfernung zu 2,5 bzw. 3,2 m. Beide Werte erfüllen das im Kapitel 4 aufgestellte Kriterium der stark gerichteten Audio-Beschallung nicht, weshalb die Anwendung dieses Systems ausscheidet. Für geringere Abstände sind hier keine Details verfügbar, es ist jedoch ein Vergleich mit einem ähnlichen Array [61] in einem Meter Entfernung möglich. Hier fällt neben

der eigentlich recht schmalen Hauptkeule die Neigung zu Nebenkeulen bei Frequenzen unter 2,5 kHz auf, welche die Richtwirkung aufweiten. Ohnehin ist allerdings eine Anwendung des etwa 90 cm x 90 cm breiten Arrays in derart geringen Abständen vermutlich als wenig sinnvoll zu erachten: Zur Fokussierung wäre eine so stark konvergente Schallwellenfront notwendig, die nach Durchlaufen des Fokus entsprechend divergent weiterläuft, so dass bereits in Entfernungen kurz oberhalb der Nutzungsentfernung weite Bereiche ungewollt beschallt werden, falls keine schallabsorbierenden Gegenmaßnahmen getroffen werden.

5.1.2.3 Zeitumkehrtechnik

Die Zeitumkehrtechnik in der Akustik [62] erlaubt ebenfalls eine fokussierte Beschallung mittels Lautsprecher-Arrays. Eine zu sendende Schallinformation wird dann in jedem Kanal, d. h. für jedes einzelne Array-Element mit der Impulsantwort gefaltet, die nötig ist, um die jeweilige Schallwelle zu einem Punkt zu senden, in dem sich alle Teilwellen treffen. Der Begriff der Zeitumkehr beruht auf dem Prinzip der Gewinnung dieser Impulsantworten: Am Zielort der Beschallung wird ein impulsförmiges Schallereignis ausgelöst. Die Schallwellen gelangen nun auf vielen Ausbreitungspfaden (Direktschall und reflektierter Schall) zu einem Mikrofonarray, dessen Signale aufgezeichnet werden. Diese werden nun synchron zeitlich invertiert und auf jedem Kanal mit der zu sendenden Information gefaltet. Die so gewonnenen Signale werden dann über das Lautsprecher-Array gesendet, wobei darauf zu achten ist, dass die Positionen der einzelnen Lautsprecher mit denen der zuvor verwendeten Mikrofone übereinstimmen. Die so erzeugten einzelnen Wellen wandern nun die oben erwähnten Ausbreitungspfade zurück und treffen sich im Punkt der ursprünglichen Impulserzeugung wieder, wo dann die Information hörbar wird. Mit einem achtkanaligen Array können bis zu 20 dB Schalldruckerhöhung im Vergleich zu 1 m Abstand erzielt werden [62]. Der Vorteil gegenüber der konventionellen Fokussierung wie am Beispiel des Herstellers Dakota Audio liegt darin, dass theoretisch keine über den Fokus hinaus laufende divergente Schallwelle erzeugt wird und somit keine weitere unerwünschte Beschallung der Umgebung stattfindet. Hierfür müsste allerdings entweder eine große Kanalanzahl oder aber ein stark reflektierender Raum verwendet werden. Ersteres scheidet aufgrund zu hoher Komplexität und Baugröße aus und letzteres findet aufgrund spezifischer Ansprüche an den Einsatzort keine Anwendung in dieser Arbeit.

5.1.2.4 Endfire-Arrays in der Beschallungstechnik

Endfire-Arrays kommen beispielsweise in der professionellen Beschallungstechnik in PA-Systemen zum Einsatz, um eine definierte Richtwirkung im Bassbereich zu erzeugen [63-65]. Aufgrund der im realen Aufbau notwendigen Dimensionen der einzelnen Lautsprecher entstehen bei höheren Frequenzen unerwünschte Abschattungen, Reflexionen oder Beugungseffekte an den einzelnen Schallquellen. Aufgrund dessen und wegen der in Ausbreitungsrichtung notwendigen Längenausdehnung einer solchen Anordnung wird eine Anwendung hier nicht in Betracht gezogen.

5.2 Parametrische Ultraschall-Lautsprecher

Parametrische Ultraschall-Lautsprecher nach Abschnitt 3.4.2 verwenden zur gerichteten Beschallung das Prinzip des parametrischen Arrays zur Schallerzeugung und grenzen sich dadurch von konventionellen Systemen ab. Die Audiorichtwirkung eines Ultraschall-Lautsprechers ist meist deutlich stärker als diejenige herkömmlicher Systeme gleicher Fläche. Zur Hörschallerzeugung ist dementsprechend ein gerichteter Ultraschallstrahl notwendig, der von einer Ultraschallquelle erzeugt wird.

5.2.1 Ultraschallquellen

Die Ultraschallquelle lässt sich von der Hörschallquelle anhand ihres Einsatzes im Ultraschallfrequenzbereich abgrenzen. Um die eingangs erwähnte Notwendigkeit eines gerichteten Ultraschallstrahls zu erfüllen, ist gemäß des Kolbenstrahlermodells eine im Vergleich zur Ultraschallwellenlänge entsprechend große Fläche der Ultraschallquelle vonnöten. Daher wird die Ultraschallquelle meistens bereits als Array ausgeführt. Da im Kapitel 6 für die Konstruktion eigener Ultraschall-Lautsprecher zunächst eine geeignete Ultraschallquelle notwendig ist, werden verschiedene Funktionsweisen und Bauarten von Ultraschallquellen in diesem Abschnitt detaillierter betrachtet als die Hörschallquellen im vorangegangenen Abschnitt. Zu diesem Zweck wurden zudem verschiedene Experimente mit mehreren Exemplaren aller im Folgenden erwähnten Bauarten durchgeführt, deren Ergebnisse in die Betrachtung eingehen.

5.2.1.1 Kapazitive Ultraschallquellen

Die kapazitive Ultraschallquelle und der elektrostatische Lautsprecher aus Abschnitt 5.1.1.3 basieren auf ein und demselben Funktionsprinzip, welches in Abb. 5.2 dargestellt wird.

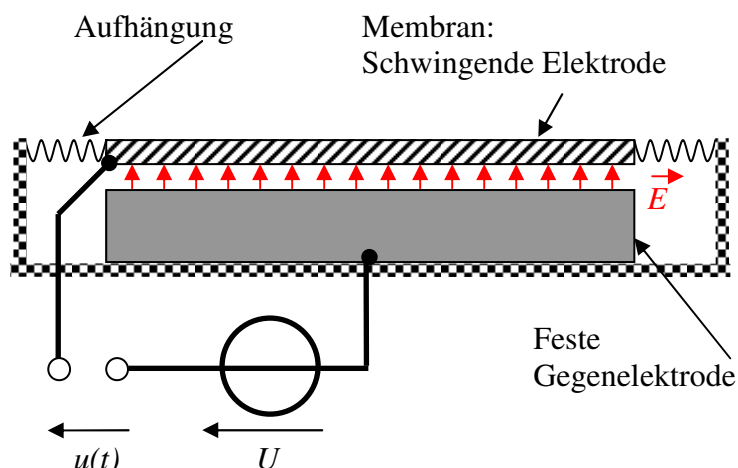


Abbildung 5.2: Aufbau einer kapazitiven Ultraschallquelle

Allgemein werden Membran und Aufhängung in Form von biegeelastischen Kunststofffolien vereint, die einseitig mit einer dünnen, leitenden Schicht bedampft werden. Das Prinzip dieser Konstruktion ist nach [66] auch als „Sell-Wandler“ bekannt. Die Folie wird mit ihrer isolierenden Seite über stützende Strukturen der festen Gegenelektrode gespannt. Sobald dadurch mehrere, unabhängig voneinander schwingungsfähige Teilstrukturen entstehen, ist bereits von einem Array zu sprechen. Gängige Ausführungen enthalten sowohl äquidistante, z. B. regelmäßige rechteckige als auch zufällig aufgeraute Strukturen [67], siehe Abb. 5.3.

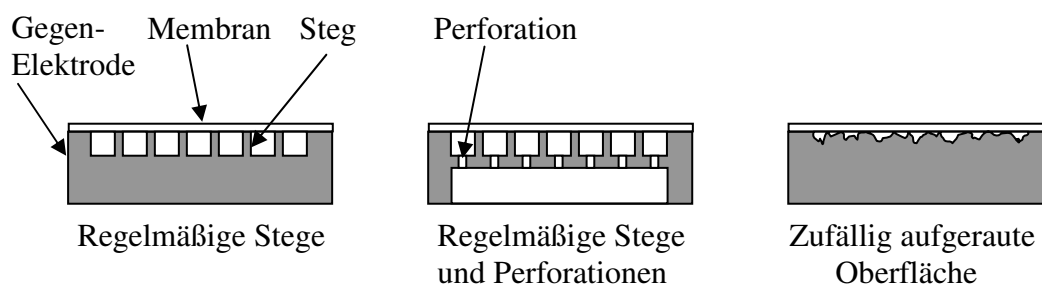


Abbildung 5.3: Variationen der Gegenelektrode einer kapazitiven Ultraschallquelle

Im Falle der erstgenannten wird die Resonanzfrequenz der Schallquelle durch zwei Einflüsse festgelegt: zum einen von der Durchbiegung der Membran und damit vom Abstand der Stege voneinander und zum anderen von der Steifigkeit der Luft in den zwischen den Stegen eingeschlossenen Hohlräumen, siehe Abb. 5.3 links. Der Einfluss der Luftsteifigkeit kann vernachlässigt werden, wenn man die Gegenelektrode zwecks Druckausgleichs an den Seiten offen lässt oder aber perforiert wie in Abb. 5.3 Mitte dargestellt. In diesem Fall hängt die Resonanz nur noch vom Stegabstand bzw. der Membrandurchbiegung ab, wodurch eine Reproduzierbarkeit erleichtert wird. Bei der zufällig aufgerauten Gegenelektrode liegt die Membran nur auf den höchsten Punkten der Gegenelektrode auf und schließt somit verschieden große Hohlräume auf verschieden großen Teilflächen ein. Daraus resultiert prinzipiell ein Array, das aus Einzelschallquellen mit unterschiedlichen Resonanzfrequenzen besteht, wodurch sich die große Bandbreite dieser Bauform erklärt [68]. Eigene Messungen ergaben in einigen Fällen Güten im Bereich zwischen 1 und 2, wobei die Güte als Quotient aus Resonanzfrequenz und Bandbreite definiert wird.

Kapazitive Ultraschallquellen nutzen die Coulombkraft K_C als Antrieb, welche die Membran bei Existenz eines elektrischen Feldes zwischen den beiden Elektroden auslenkt [37], wobei C die Kapazität der Schallquelle und d den Elektrodenabstand, also denjenigen der Membran zur Gegenelektrode darstellt:

$$K_C = C \frac{u^2}{d} \quad (5.1)$$

Da die Coulombkraft K_C quadratisch von der Spannung u abhängt, müssen die beiden Elektroden zur Linearisierung mit einer Gleichspannung u_- polarisiert werden, welche zur Signalspannung u_+ addiert wird:

$$K_C = \frac{C}{d} (u_- + u_+)^2 = \frac{C}{d} (u_-^2 + 2u_-u_+ + u_+^2) \quad (5.2)$$

Während der von u_-^2 abhängige Term in Gleichung (5.2) eine konstante Kraft zur Folge hat und daher nicht zur Schallerzeugung beiträgt, kann der von u_+^2 abhängige Term gegenüber dem von $2u_-u_+$ abhängigen Term vernachlässigt werden, sobald u_- deutlich größer gewählt wird als u_+ .

Dadurch hängt die antreibende Kraft K_C vereinfacht nur noch linear von der Signalspannung u_{\sim} ab. Dies impliziert allerdings, dass nur relativ kleine Auslenkungen der Membran und entsprechend geringe Schallschnellen zulässig sind, da anderenfalls der von u_{\sim}^2 abhängige Term relevant wird und ein unerwünscht hoher Klirrfaktor resultiert. Diese Nichtlinearität führt bei den zur parametrischen Schallerzeugung notwendigen hohen Amplituden zu einer im Vergleich zu anderen Ultraschallquellen starken nicht-parametrischen Schallerzeugung, welche nach Abschnitt 3.4.2.3 unerwünscht ist. Eine weitere Möglichkeit zur Entzerrung wäre die Ansteuerung mit einem entsprechend vorverarbeiteten Signal, wodurch allerdings ein höherer Aufwand entstünde. Im Interesse eines möglichst hohen Wirkungsgrads der Schallquelle, also möglichst großer Coulombkraft K_C bei gegebener Kapazität C und Spannung u_{\sim} , muss der Elektrodenabstand d möglichst klein gehalten werden. Dadurch wird aber wiederum die maximale Auslenkung begrenzt. Alternativ könnte die Polarisationsspannung u_{\sim} entsprechend erhöht werden, um einen vergrößerten Elektrodenabstand zu kompensieren, jedoch ist die Begrenzung der Durchschlagspannung der Membran zu beachten. Zusätzlich kann es zu einer dauerhaften Polarisation der Folie kommen, welche sich besonders nach längerem Betrieb als eine Art Ermüdungseffekt wiederum negativ auf den Wirkungsgrad auswirkt.

Die Nachteile der kapazitiven Ultraschallquelle bestehen somit aus dem nichtlinearen Teil der Übertragungsfunktion und dem notwendigen Kompromiss zwischen Wirkungsgrad und maximaler Auslenkung bzw. aus den limitierenden Eigenschaften des Folienmaterials. Dem gegenüber steht die vorteilhafte Möglichkeit, eine Ultraschallquelle als Array zu realisieren, die aufgrund der einfachen Reproduzierbarkeit der Resonanz ein gleichmäßiges Abstrahlverhalten gewährleistet.

5.2.1.2 Piezoelektrische Ultraschallquellen

Piezoelektrische Ultraschallquellen basieren auf dem reziproken piezoelektrischen Effekt. Dieser nutzt das Fehlen von Symmetriezentren polarer Kristalle aus, indem bei Anlegen eines elektrischen Feldes an die Kristallgrenzflächen eine Verschiebung der negativ geladenen Bausteine gegenüber den positiv geladenen auftritt und sich somit der gesamte Kristall verformt [37, 69]. Im Gegensatz zur kapazitiven Schallquelle sind hier keine nichtlinearen Eigenschaften zu linearisieren, weshalb eine nicht-parametrische Schallerzeugung wenig relevant ist.

Piezelektrische Ultraschallquellen lassen sich je nach verwendetem Material in piezokeramische oder Piezopolymerultraschallquellen einteilen. Da mit zunehmender Schnelle dielektrische Verluste exponentiell anwachsen [70], werden piezokeramische Ultraschallquellen oft mit Elementen zur Impedanzanpassung an die Luft angekoppelt. Einige häufig angewendete Verfahren werden in Abb. 5.4 dargestellt:

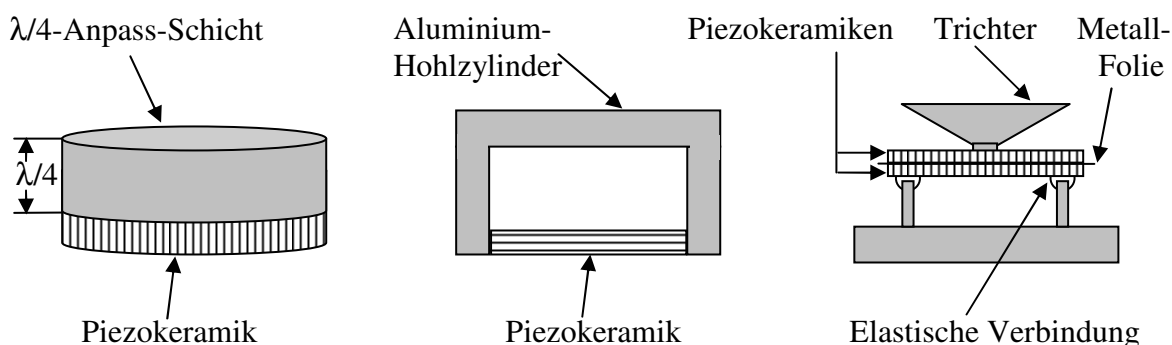


Abbildung 5.4: Variationen piezokeramischer Ultraschallquellen [67]

Die $\lambda/4$ -Anpasssschicht links in Abb. 5.4 besteht meist aus luftgefüllten Glaskügelchen und einem Bindemittel [71]. Hierdurch wird etwa das geometrische Mittel der Schallimpedanzen für Luft und Piezokeramik erreicht. Die Radialschwingungen der Piezokeramikscheibe in Abb. 5.4 Mitte setzen sich über die Wandungen des Zylinders fort und versetzen seine Stirnfläche in Biegeschwingungen. Das als Bimorph bekannte Prinzip rechts in Abb. 5.4 besteht aus zwei Piezokeramikscheiben, die mit einer dünnen, elektrisch leitfähigen Folie miteinander fest verbunden sind und gegenphasig angesteuert werden. Bei Anlegen einer Spannung regen die gekoppelten Piezoscheiben eine Biegeschwingung an, deren höchste Amplitude in der Mitte zu finden ist. Genau an dieser Stelle ist ein Trichter fest mit der Scheibe verbunden, wobei seine Resonanzfrequenz auf die Resonanz des Biegeschwingers abgestimmt ist. Die Schwingung wird dadurch mit maximaler Amplitude auf der vergleichsweise großen Fläche des Trichters ausgeführt. Alternativ finden sich auch Unimorph-Ansätze, bei denen nur eine einzelne Piezokeramik fest mit einer Metallplatte verbunden ist, welche in Biegeschwingung versetzt wird.

Die Vorteile der piezelektrischen Ultraschallquellen bestehen, vor allem im Falle des Bi- oder Unimorphs, in einem sehr hohen Wirkungsgrad bzw. einer sehr hohen erreichbaren

Schallschnelle. Zusätzlich ist häufig eine starke Ausprägung der Resonanz bzw. eine hohe Güte zu beobachten. Eigene Messungen ergaben hier Werte bis etwa 30. Die hohe Güte führt allerdings auch zu dem Nachteil, dass sich in der Nähe der Resonanz die Phase mit der Frequenz sprunghaft ändert. Geringe Fertigungstoleranzen, welche zu geringfügig unterschiedlichen Resonanzfrequenzen führen können, haben somit einen relativ großen Phasenunterschied zwischen einzelnen Schallquellen zur Folge. Hieraus resultiert ohne geeignete Gegenmaßnahmen eine inhomogene Schallabstrahlung, welche sich in partiellen Auslöschungen zeigt. Zusätzlich kann es in Einzelfällen zur Abstrahlung von Subharmonischen der Anregungsfrequenz kommen, die vermutlich aus einer Ermüdung der Piezokeramik bei hohen elektrischen Spannungen resultieren [72].

Piezopolymerultraschallquellen verwenden dünne Polymerfolien, die aus Polyvinylidenfluorid (PVDF) bestehen. Um den piezoelektrischen Effekt in einer bestimmten Vorzugsrichtung zu erhöhen, wird die PVDF-Folie in der Herstellung in dieser Richtung gereckt [73]. Zur Schallerzeugung wird sie in gewölbten Strukturen angeordnet wie in Abb. 5.5 abgebildet. Die Längsschwingung in Reckrichtung wird dann in eine Schwingung parallel zur Flächennormalen umgewandelt. Die Resonanzfrequenz der Ultraschallquelle wird von der Durchbiegung der Folie bzw. im Falle von Hohlräumen zusätzlich von der Federeigenschaft der eingeschlossenen Luft bestimmt.

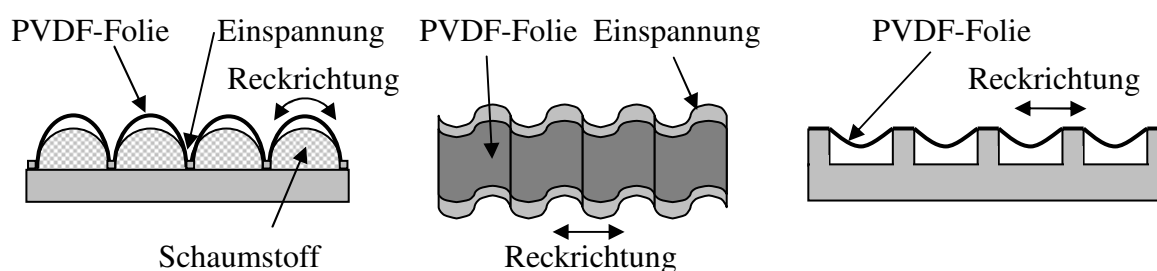


Abbildung 5.5: Variationen von PVDF-Ultraschallquellen

Die Vorteile der Piezopolymer- bzw. PVDF-Ultraschallquelle bestehen, ähnlich wie bei der kapazitiven Ultraschallquelle, aus der leicht reproduzierbaren Resonanzeinstellung, die in der Anordnung zu einem Array eine homogene Schallabstrahlung ermöglicht. Grundsätzliche, prinzipbedingte Nachteile gegenüber den anderen Ultraschallquellen in diesem Abschnitt bestehen nicht.

5.2.2 Kommerziell verfügbare Ultraschall-Lautsprecher

Kommerziell verfügbare Ultraschall-Lautsprecher basieren auf den im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen kapazitiven bzw. piezoelektrischen Ultraschallquellen und zeichnen sich durch eine im Vergleich zu konventionellen Hörschallquellen deutlich stärkere Auditorichtwirkung aus. Eine Beschreibung der derzeit im Markt verfügbaren Produkte findet sich im Abschnitt A.1 im Anhang.

5.2.3 Parametrische Systeme mit Strahlsteuerung

Parametrische Ultraschall-Lautsprecher, die mittels vollelektronischer Methoden eine veränderliche Richtcharakteristik oder ein Schwenken des parametrisch erzeugten Schallstrahls in eine bestimmte Richtung ermöglichen, sind nach eigenen Recherchen lediglich für den Einsatz als Sonar unter Wasser bekannt [74, 75]. Technische Verwirklichungen von Ultraschall-Lautsprechern, die über die Eigenschaft der elektronischen Steuerung eines Schallstrahls in Luft verfügen, sind demnach nicht bekannt. Lediglich theoretische Abhandlungen, welche die Funktionalität eines solchen Systems mit veränderbarer Richtcharakteristik prinzipiell zeigen, sind bisher bekannt [76-78]. In [79] wird auf die Möglichkeit verwiesen, die Richtcharakteristik des parametrisch erzeugten Audioschallstrahls über einen breiten Frequenzbereich konstant einzustellen. Ohne diese Maßnahme nimmt die Richtwirkung mit der Frequenz zu, so dass ein Nutzer im Beschallungszielort eine relativ starke Empfindlichkeit des Systems auf Positionsänderungen seines Kopfes in Bezug auf die Wiedergabe hoher Audiofrequenzen erfahren kann. Der Klang wird dadurch bei geringer Bewegung aus dem optimalen Zielort heraus rasch als „dumpf“ erlebt, während tiefere Frequenzen noch in etwas größerer Entfernung als gleichlaut wahrgenommen werden. Eine konstante Richtwirkung über einen breiten Frequenzbereich würde dagegen ein mit zunehmender Entfernung gleichmäßiges Abklingen bei verschiedenen Frequenzen gewährleisten. Zudem wäre am Ort des Beschallungsziels eine weniger starke Empfindlichkeit des durch den Nutzer empfundenen Klanges in Bezug auf dessen Kopfbewegungen realisierbar.

5.3 Zusammenfassung

Konventionelle Systeme liefern überwiegend unzureichende Resultate für eine stark gerichtete Audio-Beschallung. Dies gilt sowohl für direkt strahlende Einzellautsprecher als auch für Arrays mehrerer Lautsprecher und andere Anordnungen. Dagegen zeichnen sich parametrische Ultraschall-Lautsprecher durch eine deutlich stärkere Richtwirkung aus, besitzen aber auch Nachteile wie den geringen Wirkungsgrad, die mangelhafte Fähigkeit, tiefe Frequenzen wiederzugeben und den höheren Verzerrungsgrad des erzeugten Audioschallsignals. Eine Kompensation dieser Nachteile lässt sich begrenzt realisieren.

6 Lösungsansätze

Die hier beschriebenen Ansätze zur Lösung des Problems der stark gerichteten Audio-Beschallung orientieren sich nach dem im Kapitel 4 erstellten Kriterium. Dabei wird zusätzlich zwischen der Beschallung von feststehenden und bewegten oder mehreren gleichzeitigen Zielen unterschieden.

Zur Erzeugung des Audioschallstrahls wird das Prinzip des Ultraschall-Lautsprechers verwendet, da konventionelle Technologien nach den Betrachtungen in Kapitel 5 keine adäquaten Ergebnisse liefern. Der Ultraschall-Lautsprecher als solcher setzt sich aus einer Ultraschallquelle und einer adäquaten Elektronik zur Signalverarbeitung und –verstärkung zusammen. Die Prototypen für die Beschallung für feste und bewegte Ziele basieren dabei auf einer gemeinsamen Ultraschallquellentechnologie. Im Folgenden wird daher zunächst eine Vorgehensweise für die Dimensionierung und Parametrierung einer Ultraschallquelle als Ausgangsbasis beschrieben, welche anschließend in verschiedenen Ausführungen in den jeweiligen Prototypen zur Anwendung kommt. Im Anschluss daran werden Dimensionierung und Aufbau der eigentlichen Prototypen beschrieben und deren akustischen Eigenschaften hinsichtlich der stark gerichteten Audio-Beschallung messtechnisch evaluiert. Diese Evaluierung orientiert sich an dem im Abschnitt 4 erstellten Beurteilungskriterium und beinhaltet auch den Vergleich mit herkömmlichen Hörschallquellen. Zusätzlich erfolgt eine Betrachtung der Anwendung der Technologie des Ultraschall-Lautsprechers in geringeren Nutzungsentfernungen als den hier geforderten zwei Metern, bevor abschließend auf die Gewährleistung der medizinischen Unbedenklichkeit eingegangen wird.

6.1 Dimensionierung der Ultraschallquelle

Da die Entwicklung neuer Ultraschallquellen nicht Gegenstand dieser Arbeit war, wurden ausschließlich kommerziell verfügbare Produkte eingesetzt. Die aufzubauenden Prototypen stellen daher das Optimum des mit kommerziellen Ultraschallquellen Realisierbaren dar.

Im Folgenden wird nun zunächst die geforderte minimale Nutzungslänge von 2 m als Forderung übernommen, aus welcher mit den in Abschnitt 3.4.2.1 beschriebenen Gesetzmäßigkeiten der parametrischen Schallerzeugung eine optimale Trägerfrequenz des Ultraschallstrahls abgeleitet

wird. Um der Forderung nach einem ausreichend stark gerichteten Ultraschallstrahl gerecht zu werden, wird anschließend eine Mindestanforderung an die Dimensionierung der Ultraschallquelle gestellt. Mit der Betrachtung weiterer bestimmender Faktoren wie Audiofrequenzgang und –richtwirkung wird die Dimensionierung der Ultraschallquelle schließlich auf ein optimales Intervall eingeschränkt.

6.1.1 Vorbetrachtungen zu Ultraschalldruck, Trägerfrequenz und Dimensionierung

Für die Effizienz der parametrischen Schallerzeugung η_{param} , welche die parametrisch erzeugte Hörschallleistung mit der Ultraschallleistung in Relation setzt, gilt mit Gleichung (3.87) folgende Beziehung für den Fall der ebenen Wellenausbreitung:

$$\eta_{PA} = \frac{P_{PA}}{P_{Ultra}} = \frac{\langle p_{\sim PA} v_{PA} \rangle}{\langle p_{\sim Ultra} v_{Ultra} \rangle} = \frac{\langle p_{\sim PA}^2 \rangle}{\langle p_{\sim Ultra}^2 \rangle} = \frac{\beta^2 \omega_{PA}^4 F_0^2 L_G^2}{16\pi^2 \rho_0^2 c_0^8 x_1^2} \langle p_{\sim Ultra}^2 \rangle \quad (6.1)$$

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit vom Ultraschalldruck $p_{\sim Ultra}$ sollte dieser im Sinne einer akzeptablen Effizienz möglichst groß gewählt werden, wobei durch den im Abschnitt 3.5.5 erwähnten, vorläufigen Grenzwert von 140 dB am Zielort der Beschallung eine obere Schranke gesetzt wird. Im Interesse eines hohen Gesamtwirkungsgrads des Ultraschall-Lautsprechers, der die parametrisch erzeugte Hörschallleistung mit der aufgenommenen elektrischen Leistung in Relation setzt, sollte nach Abschnitt 3.4.1 die Ultraschallquelle die Bedingung (6.2) im Ultraschallbereich erfüllen, da sonst keine effiziente Ultraschallabgabe erfolgen kann:

$$k_{Ultra} r > 2 \quad (6.2)$$

An die Schallquelle eines Ultraschall-Lautsprechers werden darüber hinaus verschiedene weitere Anforderungen gestellt, deren Erfüllung vom gleichzeitigen Justieren verschiedener Parameter abhängt. Diese beeinflussen sich wiederum untereinander, so dass es teilweise zu widersprüchlichen Forderungen kommen kann. Eine günstige Herangehensweise an dieses Problem wird im Folgenden beschrieben.

Um die eingangs geforderte minimale Nutzungslänge von zwei Metern zu gewährleisten, sollte der Ultraschall-Lautsprecher so konstruiert werden, dass in dieser Entfernung die geforderte

Richtwirkung zur Verfügung steht. Im Modell des parametrischen Arrays aus Abschnitt 3.4.2.1 wird die Audiorichtcharakteristik primär durch die Generationslänge L_G bestimmt und sekundär durch die Ausdehnung des parametrischen Arrays quer zur Schallausbreitungsrichtung, dementsprechend also durch die Fläche F_0 der Ultraschallquelle. Um den primären Einfluss von L_G zu berücksichtigen, sollten zunächst L_G und die Nutzungsentfernung L_N aufeinander abgestimmt werden. Auf diese Weise wird stets das volle Richtwirkungspotential des parametrischen Arrays ausgenutzt. Für $L_N < L_G$ ist es dem Nutzer nicht möglich, die volle Richtwirkung oder den vollen Audioschallpegel des parametrischen Arrays zu nutzen, da beide noch nicht vollständig entwickelt sind. Prinzipiell ist auch eine Applikation mit $L_N \geq L_G$ möglich, der Nutzer befindet sich also in Entfernungen größer als die Generationslänge. Problematisch wird allerdings die geforderte Anwendung im Konferenzraum, da es hier zu Reflexionen an Hindernissen wie z. B. an einem Tisch kommen kann, an dem sich der Benutzer aufhält. Dabei wird nicht nur der Audioschallstrahl reflektiert, sondern auch der modulierte Ultraschallstrahl, der selbst nach der Reflexion über ausreichenden Schalldruckpegel verfügen kann, um weiterhin parametrisch Audioschall zu generieren [80]. Dies würde zu einer unerwünschten Audiobeschallung der Umgebung des Zielorts führen. Um dies zu vermeiden, kann der Einsatz Ultraschall absorbierender Stoffe vorgesehen werden. Viel versprechender ist aber der Ansatz, die Generationslänge L_G auf die Nutzungsentfernung L_N zu beschränken, so dass $L_N = L_G$ gilt.

Um den sekundären Einfluss der Größe der Ultraschallquelle auf die Richtcharakteristik des Audioschallstrahls mit einzubeziehen, wird diese aus Gleichung (3.88) bzw. Gleichung (3.76) bestimmt. Gleichzeitig muss eine ausreichend starke Richtwirkung des Ultraschallstrahls gewährleistet werden, um die Anwendbarkeit des Modells des parametrischen Arrays und dementsprechend von Gleichung (3.88) überhaupt zu gewährleisten. Daher wird zunächst eine Mindestgröße der Ultraschallquelle anhand der erforderlichen Ultraschallrichtcharakteristik bestimmt und anschließend erfolgt mittels Gleichung (3.88) eine Feinjustierung anhand der erforderlichen Audiorichtwirkung.

Zunächst muss allerdings die Trägerfrequenz f_{Ultra} der Ultraschallquelle festgelegt werden, da diese neben dem Radius der zweite bestimmende Parameter der Ultraschallrichtwirkung ist. Sie

ergibt sich aus der Forderung nach einer Generationslänge von $L_G = 2 \text{ m}$ und dem über die Generationszone gemittelten Ultraschalldruckpegel von $p_{\text{Ultra}} = 140 \text{ dB}$. Zugleich wird ein Luftdruck von 1013 hPa, eine Temperatur von 20 °C und eine relative Luftfeuchtigkeit von 50 % angenommen, wobei die beiden letztgenannten Werte nach [81] im mittleren Bereich der für den Menschen als behaglich geltenden Werte liegen. Nach [25] lassen sich dann aus Abb. 6.1 zwei verschiedene Lösungen für die Trägerfrequenz f_{Ultra} ermitteln, welche bei etwa 24 kHz und 45 kHz liegen.

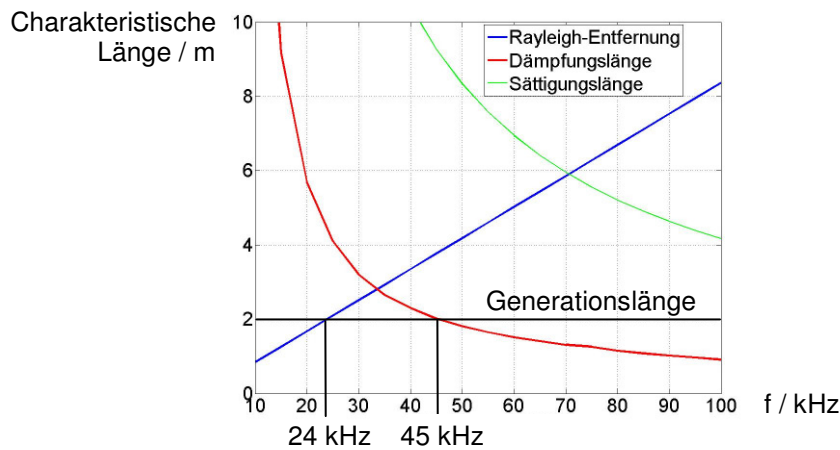


Abbildung 6.1: Ermittlung der Trägerfrequenz f_{Ultra} aus der Generationslänge L_G

Um eine direkte Hörbarkeit des modulierten Seitenbands zu vermeiden, sollte die niedrigste im modulierten Spektrum auftretende Frequenz $f_{\min} = f_{\text{Ultra}} - f_{\text{PA, max}}$ über der höchsten noch hörbaren liegen. Aufgrund der benötigten hohen Schalldruckpegel des Ultraschallsignals ist zusätzlich das Phänomen des Ultraschallhörens aus Abschnitt 3.5.4 zu berücksichtigen, weshalb f_{\min} oberhalb von etwa 30 kHz liegen sollte:

$$f_{\min} = f_{\text{Ultra}} - f_{\text{PA, max}} > 30 \text{ kHz} \quad (6.3)$$

Entsprechend hoch sollte daher die Trägerfrequenz f_{Ultra} gewählt werden, wobei $f_{\text{PA, max}}$ die höchste vorkommende Audiofrequenz und damit die Audiobandbreite angibt:

$$f_{\text{Ultra}} > 30 \text{ kHz} + f_{\text{PA, max}} \quad (6.4)$$

Die Lösung bei 24 kHz scheidet daher aus, da die Seitenbänder bei Modulation bis in den Hörschallbereich reichen würden. Zudem ist eine höhere Trägerfrequenz und damit eine größere Rayleigh-Entfernung zu bevorzugen, da auch nach Überschreiten der Rayleigh-Entfernung meist ausreichend hoher Primärschalldruck vorhanden ist, um weiterhin eine parametrische Hörschallerzeugung anzuregen, welche allerdings aufgrund der sphärischen Aufweitung des Primärstrahls eine unerwünscht geringere Richtwirkung besäße. Als optimale Lösung wird hier dementsprechend $f_{\text{Ultra}} = 45 \text{ kHz}$ betrachtet. In diesem Fall wird L_G ausschließlich von der Dämpfungslänge L_D und nicht von der Rayleigh-Entfernung L_R bestimmt. Dies impliziert, dass die Luftfeuchtigkeit nach Abschnitt 3.1.4 über die Dämpfungslänge L_D direkten Einfluss auf die Generationslänge L_G besitzt. Bei einer relativen Luftfeuchtigkeit unter etwa 30 % resultiert dies bei Trägerfrequenzen f_{Ultra} zwischen 40 und 50 kHz in einer deutlich verlängerten Generationslänge. Oberhalb von etwa 30 % ist dieser Einfluss allerdings vernachlässigbar. Die Sättigungslänge L_S nimmt im betrachteten Frequenzbereich aufgrund der Beschränkung des Ultraschalldrucks auf 140 dB keine begrenzende Rolle ein.

Bei der Einstellung der Ultraschallrichtcharakteristik sollte eine möglichst große Nebenkeulendämpfung, also ein möglichst geringer Pegel der stärksten Nebenkeule im Vergleich zum Pegel der Hauptkeule eingestellt werden, damit keine signifikante, zusätzliche parametrische Audioschallerzeugung in Richtung dieser Nebenkeulen stattfindet. Dies würde zu einer unerwünschten Verbreiterung des insgesamt erzeugten Audioschallstrahls bzw. zu unerwünschten zusätzlichen Audioschallstrahlen in Sekundärrichtungen führen. Ein wie im Abschnitt 5.1.2.1 beschriebenes gaußförmiges Ansteuerungsprofil der Ultraschallquelle würde zwar zu einer Abstrahlcharakteristik führen, die frei von Nebenkeulen wäre. Allerdings würde hier ein großer Teil der verwendeten Fläche mit verringerter Amplitude angesteuert werden. Dies steht wiederum im Widerspruch zur Forderung nach möglichst hohem Ultraschalldruck bei möglichst kleiner Fläche, denn um unverändert hohen Ultraschalldruckpegel zu gewährleisten, müsste die Fläche der Ultraschallquelle vergrößert werden. Daher wurde schließlich eine ganzflächig gleichgewichtete Ansteuerung favorisiert.

Mit derselben Begründung wird auch auf die im Abschnitt 5.2.3 erwähnte Möglichkeit, die Auditorichtwirkung über einen weiten Bereich frequenzunabhängig zu gestalten, verzichtet. Wie

aus Abb. 6.3 ersichtlich wird, ist diese Maßnahme aufgrund des ausreichend breiten Audioabstrahlwinkels bei hohen Audiofrequenzen ohnehin nicht zwingend erforderlich.

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des parametrisch erzeugten Audioschalldrucks vom Ultraschalldruck nach Gleichung (3.90) ist eine vergleichsweise mäßige Nebenkeulendämpfung des Ultraschallstrahls bereits ausreichend, um eine akzeptable Nebenkeulendämpfung des Audioschallstrahls zu gewährleisten. Eine vereinfachte Gesamtbetrachtung der Ultraschallrichtcharakteristik lässt sich durch Betrachtung einer Einhüllenden vollziehen, welche auf den Spitzen aller Haupt- und Nebenkeulen aufliegt. Um das Modell des parametrischen Arrays anzuwenden, sollte die auf diese Weise ermittelte Strahlbreite des Ultraschallstrahls kleiner als diejenige des zu erzielenden Audioschallstrahls sein. Um die Forderung aus Abschnitt 4 in der Nutzungsentfernung von zwei Metern zu erfüllen, darf die Strahlbreite des Audioschallstrahls 53° bei -20 dB(A) nicht überschreiten. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Audioschalldrucks vom Ultraschalldruck ist in dieser Betrachtung allerdings eine Halbierung des geforderten Übersprechabstands im Ultraschallbereich zulässig. Letztendlich resultiert dies in der Forderung nach einem Ultraschallstrahl, dessen Strahlbreite 53° bei -10 dB nicht überschreitet.

Um Gleichung (6.2) im Sinne einer effizienten Schallabstrahlung zu erfüllen, ist bereits ein Durchmesser der Ultraschallquelle von etwa $4,8$ mm ausreichend. Um die geforderte Richtwirkung des Ultraschallstrahls bei einer Trägerfrequenz von $f_{\text{Ultra}} = 45$ kHz zu erzielen, ist ein Durchmesser der Ultraschallquelle von mindestens etwa 2 cm notwendig, wie aus Abb. 6.2 zu entnehmen ist.

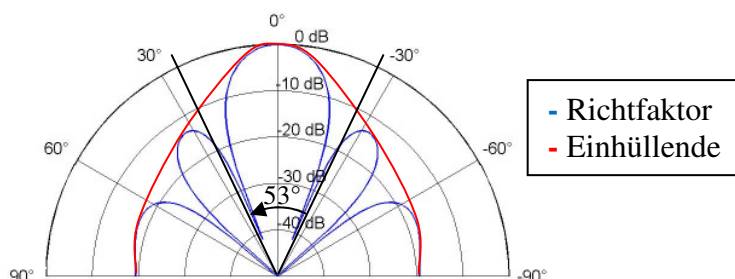


Abbildung 6.2: Berechnete Richtcharakteristik einer Ultraschallquelle von 2 cm Durchmesser bei 45 kHz

Mit einer Ultraschallquelle von mindestens 2 cm Durchmesser kann nun die endgültige Richtcharakteristik des Audioschallstrahls mittels Gleichung (3.88) eingestellt werden. Aufgrund der favorisierten gleichgewichteten Ansteuerung besteht allerdings auch im Audioschallstrahl die Möglichkeit der unerwünschten Erzeugung von Nebenkeulen, die aus dem Anteil des Kolbenstrahlerrichtfaktors aus Gleichung (3.88) resultieren. Dieses Problem tritt mit zunehmender Audiohelmholtzzahl $k_{PA}r$, also vorwiegend bei hohen Audiofrequenzen bzw. bei fester Audiofrequenz mit zunehmender Fläche der Ultraschallquelle in Erscheinung. Mit wachsender Generationslänge, also wachsendem Einfluss des Westervelt-Richtfaktors auf die Gesamtrichtwirkung des parametrischen Arrays, tritt dieses Problem allerdings zunehmend in den Hintergrund und kann vernachlässigt werden. Abb. 6.3 zeigt die Auditorichtcharakteristik eines fiktiven Ultraschall-Lautsprechers nach Gleichung (3.88) mit einer Generationslänge von 2 m bei einer Audiofrequenz von 8 kHz und verschiedenen Durchmessern der Ultraschallquelle:

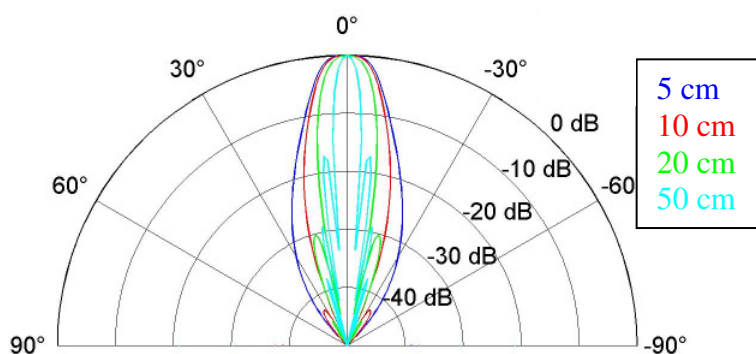


Abbildung 6.3: Berechnete Richtcharakteristik des parametrisch erzeugten Audioschallstrahls bei 8 kHz und verschiedenen Durchmessern der Schallquelle. Es ist eine nur geringe Ausprägung von Nebenkeulen zu beobachten.

Offenbar ist hier der Westervelt-Richtfaktor durch die 2 m lange Generationszone bereits so dominant, dass eine weitere Vergrößerung der aktiven Fläche nur eine geringe, nicht störende Nebenkeulenbildung nach sich zieht. Der Größe der aktiven Fläche ist demnach von dieser Seite keine Grenze gesetzt. Eine zu starke Richtwirkung, die zu einer starken Abhängigkeit des am Zielort auftretenden Audioschalldruckpegels von der Kopfposition des Nutzers zur Folge hätte, sollte allerdings vermieden werden. Dazu kann eine zusätzliche Forderung nach einer minimalen Audioschallstrahlbreite aufgestellt werden. Sinnvoll wäre beispielsweise ein minimaler Radius von 25 cm, innerhalb dessen eine maximale Schwankung des Audioschalldruckpegels von 10 dB(A) zugelassen wird. Dazu dürfte die Ultraschallquelle einen maximalen Radius von etwa 45

cm besitzen. Dieser Wert liegt allerdings deutlich über dem angestrebten Maximalradius von 19 cm aus Abschnitt 4.1, weshalb dieses Kriterium nicht weiter verfolgt wird.

Um die in Abschnitt 4 aufgestellte Forderung nach einem Radius der beschallten Zone von 1 m bei -20 dB(A) zu erreichen, muss schließlich für eine Nutzungsentfernung von 2 m ein Radius der Ultraschallquelle von etwa 6,5 cm eingestellt werden. Mit dieser Forderung werden die vorherigen Betrachtungen zu Abb. 6.2 und Gleichung (6.2) hinreichend erfüllt.

6.1.2 Gewährleistung einer ausreichenden Sprachverständlichkeit

Für die Übertragung von Sprache kann nach Abschnitt 3.5.3 der Übertragungsbereich auf etwa 800..6000 Hz beschränkt werden, um eine sehr gute Sprachverständlichkeit von mindestens 80 % zu erzielen. Um eine deutliche Wahrnehmbarkeit von Pegelschwankungen innerhalb dieses Frequenzbereichs zu vermeiden, sollten diese Schwankungen nach Abschnitt 3.5.2 weniger als 3 dB betragen. Zusätzlich ist der Einfluss der Kohärenzlänge nach [26] zu beachten, welche die tiefste noch demodulierbare Audiofrequenz bestimmt. Für einen ausreichenden Hörschalldruckpegel sollte nach [25] die Generationslänge wenigstens der doppelten Kohärenzlänge entsprechen, dementsprechend gilt für die untere Grenzfrequenz:

$$f_{\text{PA, min}} = \frac{2c_0}{L_G} \quad (6.5)$$

Bei einer Nutzungsentfernung von $L_G = 2$ m ergibt sich daraus eine untere Grenzfrequenz von etwa $f_{\text{PA, min}} = 340$ Hz, wodurch eine ausreichende Sprachwiedergabe gewährleistet wird. Die geforderte untere Grenzfrequenz von 800 Hz wird bereits bei einer Generationslänge von $L_G = 85$ cm erreicht, für noch geringere Nutzungsentfernungen ist eine entsprechend höhere untere Grenzfrequenz zu erwarten. Die Wiedergabe von Musik ist allerdings nur eingeschränkt und ohne Reproduktion von Bassanteilen möglich. Eine Beschränkung des Übertragungsbereichs auf das Sprachband ist aber auch im Hinblick auf die Audioschallstrahlbreite sinnvoll, da bei tiefen Hörschallfrequenzen ohnehin schwächere Richtwirkungen zu erwarten sind, wodurch die Nutzbarkeit für eine gerichtete Beschallung weiter eingeschränkt wird.

6.1.3 Maßnahmen zur Linearisierung des Audiofrequenzgangs

Das im Abschnitt 3.4.2.1 erwähnte Hochpassverhalten des Audiofrequenzgangs lässt sich mit verschiedenen Ansätzen zumindest teilweise kompensieren: Zunächst kann eine aktive Linearisierung des Audiofrequenzgangs mit einem Equalizer bzw. mit einem Integrationsglied zweiter Ordnung vor der Modulation erfolgen, um die Hochpasscharakteristik des Audiofrequenzgangs zu kompensieren. In beiden Fällen ist ein Abgleich erforderlich, so dass die Modulationstiefe ψ ein vorgegebenes Maximum bei der tiefsten zu übertragenden Audiofrequenz einnimmt und mit steigender Audiofrequenz entsprechend abnimmt. Gleichzeitig bestimmt dann die Modulationstiefe bei der höchsten zu übertragenden Audiofrequenz den maximalen Audioschalldruck, so dass stets ein Kompromiss zwischen Lautstärke und Frequenzganglinearisierung getroffen werden muss. Auf eine derartige aktive Linearisierung wird hier zugunsten eines hohen maximalen Audioschalldrucks verzichtet.

Das im Abschnitt 3.5.3 beschriebene Residualhören liefert eine zweite Möglichkeit zur (subjektiven) Linearisierung des Audiofrequenzgangs. Durch entsprechende Verarbeitung des Audiosignals vor der Modulation wird eine Anreicherung des parametrisch erzeugten Audioschallsignals mit höheren Harmonischen der im Originalsignal enthaltenen tiefen Frequenzen erzielt. Dadurch wird die Wahrnehmung dieser tiefen Frequenzen subjektiv verstärkt, obwohl diese mit nur geringem Pegel wiedergegeben werden [82].

Eine andere Möglichkeit zur Entzerrung bietet die Ausnutzung der Übertragungsfunktion der Ultraschallquelle. Nur eine Ultraschallquelle mit gleichmäßigem Frequenzgang im zu betrachtenden Ultraschallfrequenzbereich hat einen Frequenzgang des parametrisch erzeugten Audioschalls zur Folge, der tatsächlich mit den theoretisch zu erwartenden 12 dB / Oktave zu tiefen Audiofrequenzen hin abfällt. Besitzt die Übertragungsfunktion der Ultraschallquelle dagegen eine Resonanz, welche sich durch ein relatives Maximum des Ultraschalldruckpegels über der Frequenz äußert, bietet es sich an, die Trägerfrequenz entsprechend auf diese Resonanz einzustellen. Auf diese Weise werden diejenigen spektralen Anteile im modulierten Ultraschallspektrum, die nahe an der Träger- bzw. Resonanzfrequenz liegen und entsprechend mit tiefen Audiofrequenzen korrespondieren, mit höherem Ultraschalldruckpegel übertragen als diejenigen, die weiter davon entfernt liegen und entsprechend mit höheren Audiofrequenzen korrespondieren. Dies resultiert nach der Demodulation in Luft in einer relativen Pegelerhöhung

der tieffrequenten Audioanteile und führt dementsprechend zu einer partiellen Linearisierung, deren Grad von der Flankensteilheit der Übertragungsfunktion im Bereich der Resonanzfrequenz bzw. von der Güte der Resonanz abhängt. Diese Methode zur Linearisierung wird im Folgenden angewendet. Demzufolge sollte die Ultraschallquelle eine möglichst hohe Güte aufweisen. Eine vollständige Entzerrung ist allerdings nicht zu erwarten, da dies eine extreme Flankensteilheit der Übertragungsfunktion bzw. einen extrem hohen Ultraschalldruck bei der Resonanz erfordern würde.

6.1.4 Maßnahmen zur Verzerrungsreduzierung

Die im Abschnitt 3.4.2.1 erwähnte Komponente des parametrisch erzeugten Hörschalls bei der doppelten Audiofrequenz unter Verwendung einer Zweiseitenband-Amplitudenmodulation stellt eine unerwünschte Verzerrungskomponente dar. Um ihren Anteil zu minimieren, kann entweder die Modulationstiefe ψ reduziert oder eine aktive Entzerrung der nichtlinearen Abhängigkeit des Audioschalldrucks $p_{\sim\text{PA}}$ vom Ultraschalldruck $p_{\sim\text{Ultra}}$ durchgeführt werden. Die Verringerung der Modulationstiefe ψ führt zwar nach Gleichung (3.87) zu einer Reduzierung des von ψ quadratisch abhängenden Verzerrungsgrades, aber gleichzeitig auch zu einer Verringerung des parametrisch erzeugten Audioschalldruckpegels bei der eigentlichen Nutzsignalfrequenz. Die Möglichkeit der aktiven Entzerrung basiert auf der Abhängigkeit des parametrisch erzeugten Audioschalldruckpegels insgesamt vom Quadrat der Einhüllenden des modulierten Primärsignals nach Gleichung (3.91). In [83] und [84] werden Verfahren beschrieben, die das Audiosignal vor der Modulation einer Radizierung unterziehen, um die quadratische Abhängigkeit zu kompensieren. Allerdings werden dann sehr breitbandige Ultraschallquellen benötigt, um die durch das Radizieren erforderliche Bandbreite wiederzugeben. Dies steht im Widerspruch zu der Forderung nach einer Ultraschallquelle mit sehr hohem Schalldruck und hoher Güte. Aus diesem Grund ist eine solche Signalvorverarbeitung hier nicht vorgesehen, stattdessen wird die Modulationstiefe ψ reduziert. Als ein guter Kompromiss zwischen akzeptablem Verzerrungsgrad und ausreichendem Audioschalldruckpegel wird hier die Modulationstiefe auf einen Wert von etwa $\psi = 0,7$ eingestellt. Daraus resultiert ein Verzerrungsgrad von etwa 50 %, welcher nach Abschnitt 3.5.3 hinsichtlich der Sprachverständlichkeit noch vertretbar ist.

6.1.5 Erhöhung des Wirkungsgrades des Ultraschall-Lautsprechers

Der Wirkungsgrad des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers, der das Verhältnis der Leistung des parametrisch erzeugten Audioschalls mit der elektrischen Leistung der Ultraschallquelle widerspiegelt, ist allgemein sehr gering. Während eine direkte Erhöhung des Wirkungsgrades bei der Anwendung parametrischer Arrays unter Wasser durch Einstrahlen des modulierten Ultraschallstrahls in ein Wasser-Luftblasen-Gemisch ermöglicht wird [85, 86], existieren derartige Möglichkeiten für Luftschallanwendungen nach Kenntnisstand eigener Recherchen nicht. Nach der Modulationsvorschrift $p_{\sim\text{Ultra}}(t) = \hat{p}_{\sim\text{Ultra}}(1 + \psi u(t - x/c_0))\sin(\omega_{\text{Ultra}}(t - x_0/c_0))$ aus Abschnitt 3.4.2.1 beträgt der Ultraschalldruckpegel ohne Anliegen eines Audiosignals $p_{\sim\text{Ultra}} = \hat{p}_{\sim\text{Ultra}}/\sqrt{2}$, woraus eine relativ hohe elektrische Leistungsaufnahme bei kleinen Audiosignalpegeln resultiert. Durch entsprechende Modulationsverfahren, beispielsweise durch Hüllkurven-Modulation, bei der die Amplitude des modulierten Ultraschallsignals abhängig von der Amplitude des Audiosignals nachgeführt wird [87], lässt sich die elektrische Leistungsaufnahme der Ultraschallquelle bei geringen Audiosignalpegeln allerdings reduzieren. Bei Musik- oder Sprachsignalen, deren Pegel zeitlich variabel sind, wird somit die mittlere elektrische Leistung bei gleich bleibendem Audioschallpegel reduziert und im Umkehrschluss der mittlere Wirkungsgrad erhöht. Allerdings wird die tatsächliche Effizienz der parametrischen Schallerzeugung, also der Generierung von Hörschall aus moduliertem Ultraschall, nicht verändert. Dieses Verfahren findet in vereinfachter Form in dieser Arbeit Anwendung, indem ohne Anliegen eines Audiosignals bzw. bei Audiosignalpegeln unterhalb einer einstellbaren Schwelle der Ultraschallträger deaktiviert wird.

6.1.6 Wahl geeigneter Ultraschallquellen

Da die Entwicklung von Ultraschallquellen nicht Ziel dieser Arbeit war, wurden am Markt verfügbare Schallquellen hinsichtlich ihrer Eignung untersucht. Folgende Anforderungen mussten demnach erfüllt werden:

- Möglichst hoher Kennschalldruck, ideal im Bereich von 140 dB
- Kreisrunde, ebene Form mit minimal 6,5 cm, maximal 19 cm Radius
- Resonanzfrequenz um 45 kHz
- Möglichst hohe Güte

Um unterschiedliche Aufbauten mit ein und derselben Ultraschallquellentechnologie zu ermöglichen, wurde eine auf einer Vielzahl einzelner Ultraschallquellen basierenden Array-Bauweise gegenüber einer einzelnen, kompakten Einheit bevorzugt. Zudem war zum Zeitpunkt der Verfassung dieser Arbeit ohnehin eine kompakte Ultraschallquelle mit den geforderten Daten kommerziell nicht verfügbar. Die Suche konzentrierte sich daher auf Ultraschallquellen, die sich zu Arrays anordnen lassen und den übrigen, oben genannten Forderungen entsprechen. Es wurden verschiedene Exemplare aller im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Bauarten untersucht. Die Wahl fiel schließlich auf das Produkt „400ST160“ des taiwanesischen Herstellers ProWave. Es handelt sich hierbei um einen Piezo-Unimorph. Der Trichterradius beträgt etwa 3,5 mm bei 8 mm gesamtem Außenradius. Ausschlaggebend für die Entscheidung waren vorwiegend der hohe Schalldruck und die hohe Güte: Bei einer Spannung von 10 V effektiv wird die Schallquelle mit einem Schalldruckpegel von 120 dB in 30 cm Abstand spezifiziert [88]. Die maximale kontinuierliche Betriebsspannung liegt bei dem doppelten Wert, dementsprechend ist in einer Array-Anordnung mit mehreren parallel geschalteten Schallquellen bereits eine recht geringe Anzahl einzelner Quellen ausreichend, um die erforderlichen hohen Schalldrücke zu erzielen. Die Bandbreite (-3 dB) wurde in eigens durchgeführten Messungen zu etwa 1,3 kHz ermittelt. Zusammen mit der Resonanzfrequenz f_R von 40 kHz ergibt sich daraus eine Güte von etwa 30. Keiner dieser Werte wurde von einer der übrigen verglichenen Ultraschallquellen erreicht. Die hohe Güte schließt die im Abschnitt 6.1.4 zu Beginn erwähnte Maßnahme zur Verzerrungsreduzierung des parametrisch erzeugten Audioschallsignals durch Radizieren des Audiosignals vor dem Modulationsschritt aus, da hierzu eine breitbandigere Ultraschallquelle notwendig wäre. Für die zweite Maßnahme, die Ausnutzung der Ultraschallübertragungsfunktion, ist eine gute Eignung festzustellen. Die Resonanzfrequenz weicht von der oben genannten Forderung um 5 kHz ab. Diese Abweichung ist jedoch tolerierbar, weil aus $f_{\text{Ultra}} = f_R$ eine Verlängerung der Generationszone um lediglich etwa 10 % auf etwa 2,2 m resultiert. Die untere Grenzfrequenz $f_{\text{PA, min}}$ verringert sich dabei geringfügig auf etwa 310 Hz.

6.1.7 Wahl geeigneter Anordnungen von Ultraschallquellen

Der im Abschnitt 6.1.6 erwähnte Ansatz, eine Ultraschallquelle als Array mehrerer kleinerer Einzelschallquellen aufzubauen, erfordert zunächst das Finden einer optimalen Anordnung dieser einzelnen Quellen. Eine entsprechende Evaluierung wurde in [31] durchgeführt. Dabei wurden sowohl ringförmige, als auch vollbesetzte Arrays mit hexagonaler bzw. Matrixstruktur untersucht. Als optimale Anordnung hat sich eine vollbesetzte hexagonale Struktur ergeben. Die beschriebenen Untersuchungen wurden mit dem im Abschnitt 6.1.6 selektierten Produkt „400ST160“ durchgeführt.

Aus Gründen der technischen Realisierbarkeit und aufgrund der Eigenschaft, mehrere verschiedene Richtcharakteristiken in einem System vereinen zu können, wurden die Arrays der Schallquellen in den folgenden Abschnitten abweichend von der Forderung nach einer kreisrunden Geometrie aus Abschnitt 6.1.6 aufgebaut. Wie aus [89] zu entnehmen ist, hat ein beispielsweise rechteckförmiges Schallquellen-Array eines Ultraschall-Lautsprechers gegenüber einem kreisförmigen gleicher aktiver Fläche zwar theoretisch den Nachteil eines geringfügig geringeren Schalldruckpegels des parametrisch erzeugten Audioschalls, von Vorteil dagegen ist ein zu erwartender, geringfügig geringerer Verzerrungsgrad des Audioschallsignals. Insgesamt sind jedoch beide Unterschiede vernachlässigbar klein, solange das Seitenverhältnis den Wert 1 nicht um Größenordnungen übersteigt. Für Versuchszwecke kann eine rechteckförmige Schallquelle vorteilhaft sein, da in diesem Fall je nach betrachteter Schwenkachse zwei verschiedene Richtcharakteristiken der Primärwelle nach Gleichung (3.77) vorliegen. Da die Richtcharakteristik des Audioschallstrahls durch den von der Ultraschallquellenform unabhängigen Westervelt-Richtfaktor dominiert wird, ist allerdings auch dieser Unterschied relativ gering, wie anhand Abb. 6.4 zu erkennen.

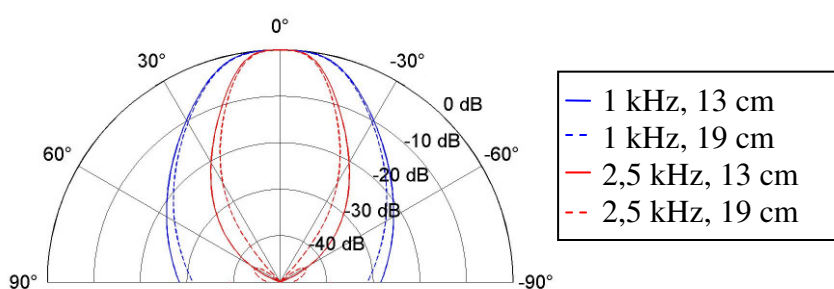


Abbildung 6.4: Berechnete Audiorichtcharakteristik bei verschiedenen Seitenlängen der Schallquelle

In den folgenden Abschnitten werden die für kreisrunde Strahlgeometrien geltenden Berechnungsvorschriften der Einfachheit halber auf die hier vorliegenden, von der Kreisform abweichenden Geometrien übertragen.

6.2 Ultraschall-Lautsprecher für feste Ziele

In der Applikation im Konferenzraum wird zwischen der Beschallung von festen, bewegten und mehreren verschiedenen Zielen unterschieden. Der Ultraschall-Lautsprecher wird dabei an die Decke eines Konferenzraums montiert gedacht, woraus sich eine typische Nutzungsentfernung von etwa 2 m oder mehr ergibt. Aufgrund der Beschränkung der minimalen Nutzungsentfernung auf 2 m besitzen die im Abschnitt 3.1.4 erwähnten atmosphärischen Einflüsse Wind und Temperaturschichtung keinen nennenswerten Einfluss auf die Beschallung. Für größere Nutzungsentfernungen sollte jedoch zumindest eine Montage des Ultraschallquellen-Arrays in der Nähe von Auslassöffnungen von Klimaanlage vermieden werden.

Das im Abschnitt 6.1 beschriebene Verfahren zur Dimensionierung einer geeigneten Ultraschallquelle wird hier in Form eines Ultraschallquellen-Arrays direkt realisiert. Der Ultraschall-Lautsprecher für feste Ziele im Fernbereich besteht aus einem rechteckförmigen Ultraschallquellen-Array und einer separaten Einheit zur Signalverarbeitung und –verstärkung. Durch die leichte und sehr flache Bauweise des Ultraschallquellen-Arrays wird eine unauffällige Unterbringung ermöglicht. Zusammen mit der kompakten Signalverarbeitungseinheit ergibt sich ein System, dass zu Demonstrationszwecken leicht transportiert werden kann, siehe Abb. 6.5.

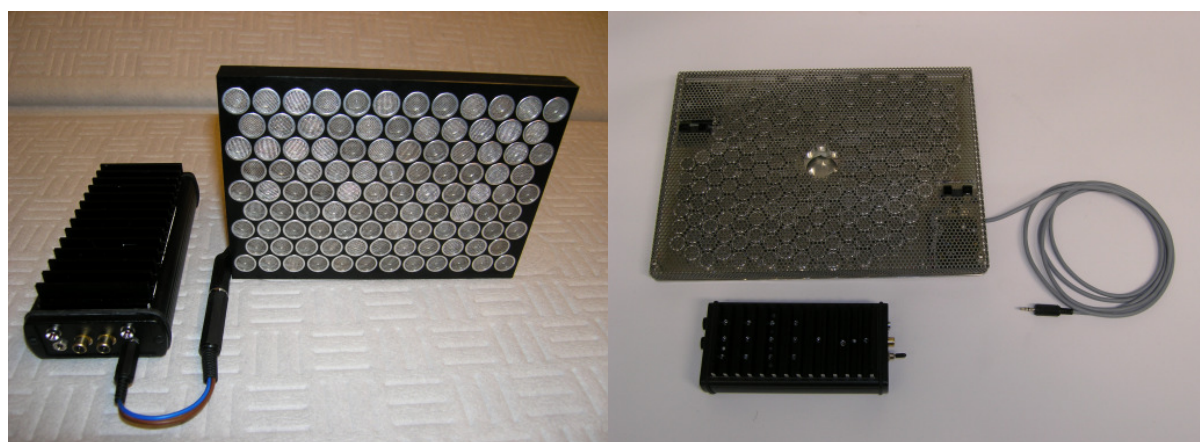


Abbildung 6.5: Ultraschall-Lautsprecher für feste Ziele. Links: das in diesem Abschnitt beschriebene Versuchssubjekt. Rechts: erweiterter Prototyp mit größerer aktiver Fläche und Näherungssensoren

Die Signalverarbeitung wird in Abb. 6.6 illustriert. Das Audiosignal passiert zunächst ein Hochpassfilter mit einer Eckfrequenz von 300 Hz. Somit wird gewährleistet, dass keine Signalanteile bei tiefen Frequenzen auf den Ultraschallträger moduliert würden, die ohnehin durch das parametrische Array nur mit geringer Lautstärke wiedergegeben würden und für die Wiedergabe von Sprache mit ausreichender Verständlichkeit nicht notwendig sind. Ohne diese Maßnahme könnte es zudem zu unerwünschter Übersteuerung oder erhöhtem Energieverbrauch kommen. Das Tiefpassfilter mit der Eckfrequenz von 8 kHz besitzt eine ähnliche Funktion. Zusätzlich wird vermieden, dass spektrale Anteile im modulierten Spektrum zu nahe am menschlichen Hörbereich liegen und im Extremfall wahrgenommen werden könnten. Die Begrenzung auf 8 kHz statt der im Abschnitt 4.2 geforderten 6 kHz lässt laut Abschnitt 3.5.3 in halligen Räumen eine leicht verbesserte Sprachverständlichkeit zu, während bei Nachhallzeiten unter etwa 1,5 s dieser Effekt bedeutungslos bleibt. Der Dynamikkompressor hat die Aufgabe, die Schwankungsbreite des Audiopegels und letztendlich den Scheitelfaktor zu verringern. Dadurch wird gewährleistet, dass auch Passagen mit geringem Signalpegel mit ausreichender Lautstärke wiedergegeben werden, wodurch dem geringen Wirkungsgrad der parametrischen Schallerzeugung Rechnung getragen wird. Zudem ist ein geringerer maximaler Schalldruck erforderlich, um die im Abschnitt 4.2 aufgestellte Forderung nach ausreichender Sprachverständlichkeit bei lautem Umgebungsgeräusch zu gewährleisten. Zusätzlich wird eine Verringerung des Lautstärkepegels des erzeugten Audioschallstrahls bei plötzlichen Signalspitzen erzielt, die wiederum zu einer Reduzierung des ungewollt zu benachbarter Nutzern übertragenen Audioschalls führt. Ein integrierter Limiter gewährleistet gleichzeitig einen konstanten maximalen Modulationsgrad und verhindert eine Übermodulation mit daraus resultierenden Audioverzerrungen bei Signalspitzen. Das amplitudenmodulierte Signal wird schließlich verstärkt und von dem Ultraschallquellen-Array emittiert.

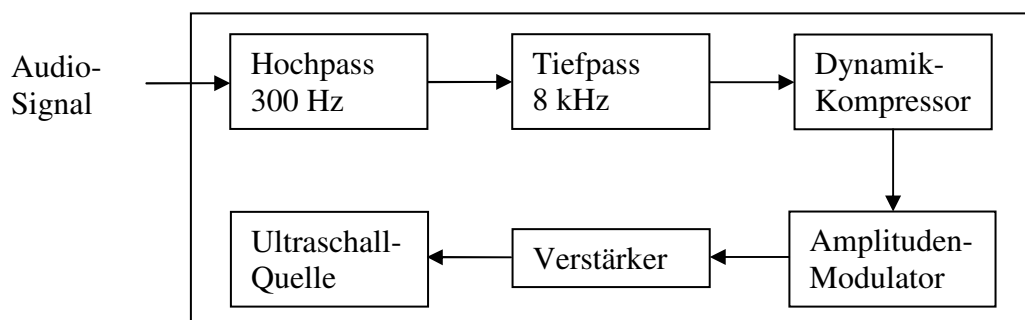


Abbildung 6.6: Signalverarbeitung des Ultraschall-Lautsprechers

Abb. 6.7 zeigt die Übertragungsfunktionen bzw. Amplitudengänge des Ultraschallquellen-Arrays und des durch den Ultraschall-Lautsprecher erzeugten Audioschalls.

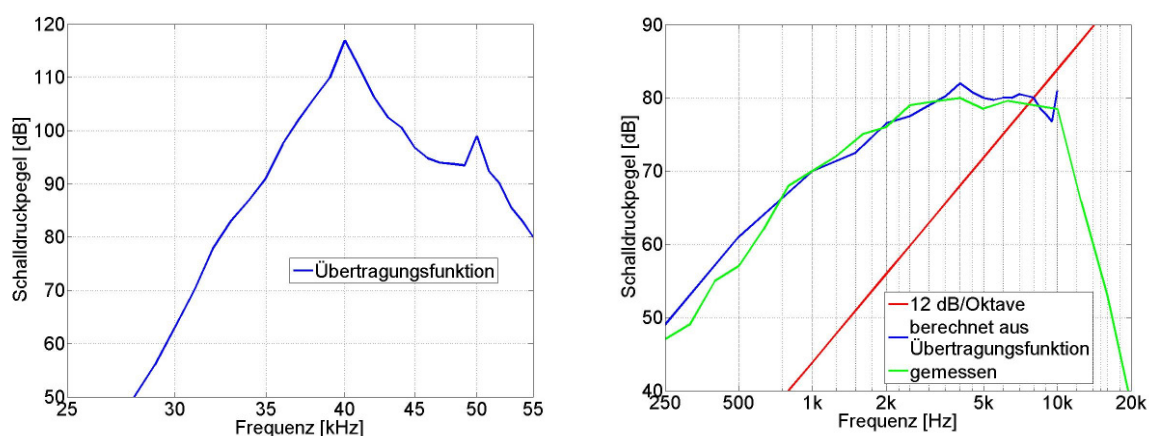


Abbildung 6.7: Links: Übertragungsfunktion der Ultraschallquelle. Rechts: Amplitudengang des parametrisch erzeugten Audioschalls (2 m Entfernung)

Aus der gemessenen Übertragungsfunktion des Ultraschallquellen-Arrays links in Abb. 6.7 kann der zu erwartende Audiofrequenzgang berechnet werden, wie in Abb. 6.7 rechts (blau) dargestellt. Dabei bezeichnet $p_{\text{-PA, theoretisch}}(f)_{\text{dB}}$ den theoretisch mit 12 dB / Oktave zu tieferen Audiofrequenzen hin abfallenden parametrisch erzeugten Hörschalldruck.

Ein Vergleich mit dem gemessenen Audiofrequenzgang (grün) zeigt zunächst relativ gute Übereinstimmung. Die geringen Abweichungen lassen sich wahrscheinlich durch Messungenauigkeiten erklären. Erkennbar ist des Weiteren ein relativ ausgeglichener Verlauf zwischen etwa 2 und 8 kHz, darunter beginnt der Pegel stärker abzufallen. Die Spitze bei 10 kHz resultiert aus der Nebenresonanz der Schallquelle bei 50 kHz. Sie wird allerdings entfernt durch das Tiefpassfilter aus Abb. 6.6, wie anhand der grünen Kurve erkennbar wird. Hier wird auch sichtbar, dass eine Erweiterung des Übertragungsbereichs über 10 kHz hinaus wenig sinnvoll erscheint, da die Übertragungsfunktion des Ultraschallquellen-Arrays oberhalb von 50 kHz und unterhalb von 30 kHz mit zu großer Flankensteilheit für eine ausreichend effiziente Demodulation abfällt. Im Bereich zwischen 39,5 und 40,5 kHz dagegen verlaufen die Flanken der Übertragungsfunktion mit zu geringer Steilheit für eine ausreichende Entzerrung des Audiofrequenzgangs, weshalb eine Erweiterung des Übertragungsbereichs unterhalb von 800 Hz ebenso wenig Erfolg verspricht. Eine vollständige Linearisierung des Audiofrequenzbereichs zwischen 800 und 6000 Hz ist demnach nicht zu erwarten, allerdings wird dennoch eine ausreichende Sprachverständlichkeit gewährleistet. Eine Untersuchung mit einem vergleichbar aufgebauten Ultraschall-Lautsprecher zeigt lediglich eine geringe Neigung zu Konfusionen zwischen einigen Konsonanten [90]. Die angesichts des zu tiefen Frequenzen noch immer deutlich abfallenden Audiofrequenzgangs überraschend gute Sprachverständlichkeit lässt sich vermutlich wie folgt erklären: Zunächst reicht der bei tiefen Frequenzen zwar niedrige, aber dennoch deutlich wahrnehmbare Lautstärkepegel möglicherweise ohne weiteres aus, um eine akzeptable Sprachverständlichkeit zu gewährleisten. Zum anderen führt das im Abschnitt 3.5.3 beschriebene Residualhören möglicherweise zu einer subjektiven Verbesserung des Frequenzgangs. Außerdem lässt sich zeigen, dass sich menschliche Sprachlaute durch Formanten charakterisieren lassen, deren Spektren eine Vielzahl von Harmonischen enthalten [91]. Möglicherweise hilft auch hier wiederum das Residualhören, die jeweiligen Grundschwingungen anhand deren Harmonischen quasi zu synthetisieren. Auf weitere in 6.1.2 erwähnte Maßnahmen zur Linearisierung des Audiofrequenzgangs kann daher zugunsten eines hohen Maximalpegels zwischen 2 kHz und 8 kHz von etwa 80 dB verzichtet werden. Die Forderung aus Abschnitt 4.2 nach einem maximalen Audioschalldruckpegel von 80 dB bei 2,5 kHz wird somit nahezu erfüllt. Durch die Verringerung des Scheitelfaktors des Audiosignals mittels des Dynamikkompessors aus Abb. 6.6 wäre ohnehin ein niedrigerer maximaler Audioschalldruckpegel ausreichend gewesen.

In [23] durchgeführte Messungen zeigen eine totale Generationslänge von etwa 9 m. Eine signifikante Hörschallerzeugung findet jedoch nur bis in Entfernungen von etwa 2,2 m statt, womit die Generationslänge nach Definition in Gleichung (3.92) derjenigen im Abschnitt 6.1.1 berechneten entspricht.

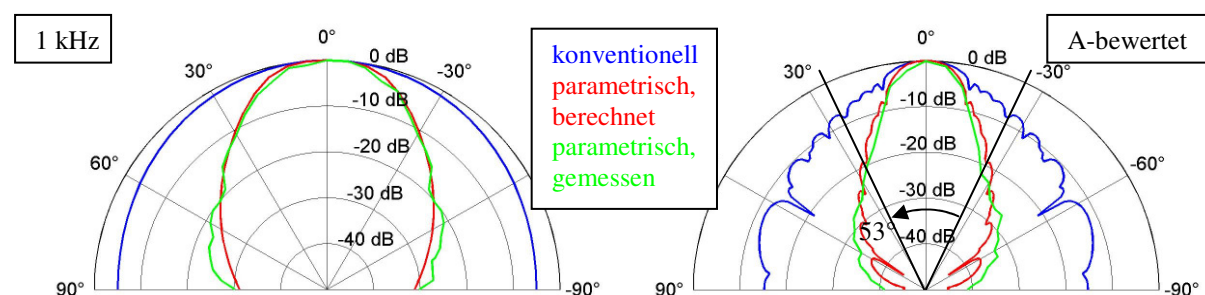


Abbildung 6.8: Richtcharakteristiken des Ultraschall-Lautsprechers und eines konventionellen Lautsprechers identischer Abmessungen

Abb. 6.8 links zeigt einen Vergleich der gemessenen mit der über Gleichung (3.88) berechneten Richtcharakteristik des Ultraschall-Lautsprechers, jeweils bei 1 kHz im Abstand von $x = L_G = 2,2 \text{ m}$. Im rechten Teil der Abb. 6.8 wird ein ähnlicher Vergleich bei A-Gewichtung durchgeführt. Ein jeweils zusätzlicher Vergleich mit der Richtcharakteristik eines herkömmlichen Lautsprechers mit identischen Abmessungen verdeutlicht den Gewinn an Richtwirkung bei Verwendung des Ultraschall-Lautsprechers. Die Abweichungen zwischen errechnetem und gemessenem Verlauf der Richtcharakteristik des Ultraschall-Lautsprechers sind insgesamt relativ gering. Zwischen $\pm 60^\circ$ und $\pm 90^\circ$ ist eine im Vergleich zur Theorie erhöhte und damit unerwünschte Ausbildung von Nebenkeulen festzustellen. Möglicherweise führen unterschiedliche Phasenlagen der einzelnen Ultraschallquellen innerhalb des Arrays trotz der in [31] angeführten Optimierungen zu einer geringfügig von der Theorie abweichenden Geometrie des Ultraschallfelds, welche die Ausbildung von Audienebenkeulen begünstigen. Dies kann vermutlich durch eine über dem gesamten Ultraschallquellen-Array ganzflächig konphase Anregung verbessert werden. Da die Ausprägung der Nebenkeulen jedoch in einem Bereich mehr als 20 dB unterhalb des Hauptkeulenmaximums stattfindet, wird dies im Rahmen dieser Arbeit als nicht störend eingestuft.

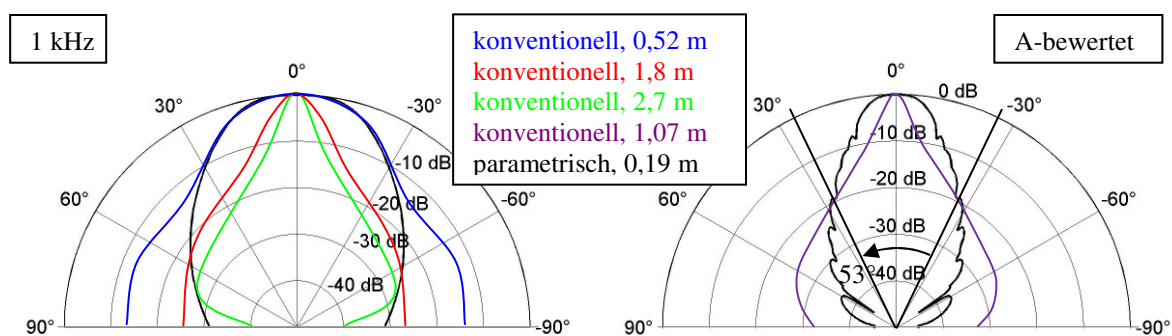


Abbildung 6.9: Vergleich der Einhüllenden der Richtcharakteristiken von konventionellen Lautsprechern verschiedener Abmessungen mit der Richtcharakteristik des Ultraschall-Lautsprechers

Abb. 6.9 veranschaulicht, welche Abmessungen ein konventioneller Lautsprecher nach dem Kolbenstrahlermodell besitzen müsste, wenn er einen ebenso stark gerichteten Schallstrahl erzeugen soll wie der Ultraschall-Lautsprecher. Ein direkter Vergleich ist zunächst nicht sinnvoll, da im Gegensatz zum Ultraschall-Lautsprecher die Richtcharakteristik des konventionellen Lautsprechers durch einen hohen Anteil von Nebenkeulen gekennzeichnet ist. Um den Vergleich zu vereinfachen, werden hier die Einhüllenden betrachtet, welche sich aus den Hauptkeulen zusammensetzen und die Maxima der Nebenkeulen berühren. Obwohl in einem schmalen Winkelbereich nahe 0° ähnliche Strahlbreiten erreicht werden können wie beim Ultraschall-Lautsprecher, führt die Nebenkeulenbildung beim konventionellen Lautsprecher rasch zu einem Überschreiten der Strahlbreite des Ultraschall-Lautsprechers bei größeren Winkeln. Beispielsweise bei 1 kHz bleiben die Pegel der Nebenkeulen des herkömmlichen Lautsprechers im gesamten Winkelbereich von $\pm 90^\circ$ erst dann unterhalb der Richtcharakteristik des Ultraschall-Lautsprechers, wenn der Durchmesser des Lautsprechers über 2,7 m beträgt. Um innerhalb von $\pm 30^\circ$ einen ähnlich schmalen Schallstrahl zu erzeugen wie der Ultraschall-Lautsprecher, müsste der konventionelle Lautsprecher zwar lediglich 52 cm Durchmesser besitzen, jedoch wäre außerhalb dieses Winkelbereichs die Strahlbreite des konventionellen Lautsprechers deutlich größer als die des Ultraschall-Lautsprechers. Die betrachteten Richtcharakteristiken sind nur im Fernfeld gültig. Dieses beginnt im ersten Fall bei etwa 21 m und im zweiten bei etwa 0,8 m. Sowohl diese Abstände, ab derer die Richtwirkungen überhaupt erst nutzbar werden, als auch die notwendigen Dimensionen der Lautsprecher verdeutlichen, dass die Anwendung des Ultraschall-Lautsprechers der konventionellen Technologie hier überlegen ist. Im Falle der A-gewichteten Betrachtung müsste der konventionelle Lautsprecher einen Durchmesser von 1,07 m besitzen, um der Forderung nach einer Audioschallstrahlbreite

von 53° bei -20 dB(A) gerecht zu werden. Allerdings fällt auch hier wieder die Nebenkeulenbildung auf. Weitere Messergebnisse finden sich in [23].

Der Anteil des unerwünscht nicht-parametrisch erzeugten Audioschalls wurde in [23] und [31] ermittelt. Er kann jedoch für Entfernungen über 1 m oder Frequenzen über 500 Hz vernachlässigt werden und stellt damit im Bereich der Nutzungsentfernung keinen einschränkenden Faktor dar.

Aufgrund der Begrenzung des Ultraschalldruckpegels auf Werte unter 140 dB am Beschallungsziel wird der Effekt des Ultraschallhörens aus Abschnitt 3.5.4 meist vermieden. Da die dort gezeigte Hörschwellenkurve jedoch einen Median darstellt, kann es in Einzelfällen dennoch zu einer Wahrnehmung kommen. Abhilfe schafft hier eine weitere Reduktion des Ultraschalldruckpegels, womit gleichzeitig der Audioschalldruckpegel reduziert wird. Gleichzeitig könnte auch die Modulationstiefe ψ erhöht werden, wodurch zwar der Klirrfaktor des Audioschallsignals erhöht, aber bei reduziertem Ultraschalldruckpegel gleich bleibender Audioschalldruck gewährleistet würde.

Vereinzelt kam es bei Einzelschallquellen innerhalb des Ultraschallquellen-Arrays zur Erzeugung von Subharmonischen der Trägerfrequenz, welche als unangenehmes Pfeifgeräusch hörbar waren. Vermutlich handelte es sich hier um ein produktionsbedingtes Qualitätsproblem.

6.3 Ultraschall-Lautsprecher für bewegte oder mehrere Ziele

Der Ultraschall-Lautsprecher für bewegte Ziele besitzt die Eigenschaft, die Abstrahlrichtung des Audioschallstrahls zu verändern und diesen auf ein ortsveränderliches Ziel auszurichten. Im Falle von mehreren Zielen müssen entsprechend mehrere Schallstrahlen gleichzeitig in unterschiedliche Richtungen abgestrahlt werden können.

Da die Schallquelle „400ST160“ das einzige kommerziell verfügbare Produkt war, das den im Abschnitt 6.1.6 gestellten Anforderungen genügt, wird diese auch im folgenden Abschnitt zur Konstruktion der benötigten Ultraschallquellen-Arrays verwendet. Klanglich sind sich die einzelnen Lösungsansätze daher sehr ähnlich und es wird im Folgenden auf die Unterschiede zwischen ihnen fokussiert.

Über eine Computerschnittstelle lässt sich der Ultraschall-Lautsprecher bzw. die Richtung der Schallstrahlen entsprechend steuern. Durch die Übermittlung einer Ortsinformation über das entsprechende Beschallungsziel werden sowohl eine Echtzeitnachführung von bewegten Zielen als auch das Aussenden mehrerer Schallstrahlen zu verschiedenen Zielen gleichzeitig ermöglicht.

6.3.1 Hybrider Ansatz

Ein hybrider Ansatz, d. h. eine Kombination aus mechanischer und elektronischer Strahlsteuerung, wird in [92] und in Abb. 6.10 gezeigt.

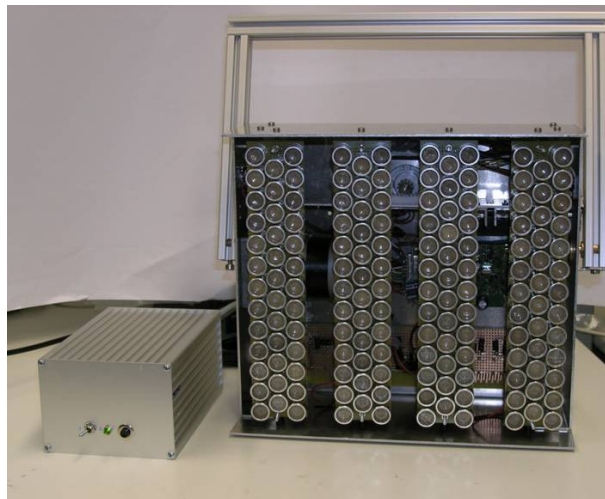


Abbildung 6.10: Ultraschall-Lautsprecher für bewegte Ziele

Das System ermöglicht das Schwenken des parametrisch erzeugten Audioschallstrahls mechanisch um die Horizontalachse um 270° ($\pm 135^\circ$) und hybrid, d. h. kombiniert elektronisch-mechanisch, um 80° ($\pm 40^\circ$) um die Vertikalachse. Die Einstellung der entsprechenden Winkel erfolgt mittels Windows-basierten PCs, der über eine USB-Schnittstelle mit der entsprechenden Steuerung verbunden ist. Es wird ein hybrider Ansatz verwendet, da die Ultraschallquellen-Arrays aus Abschnitt 6.1 die vollelektronische Strahlsteuerung mittels phasenverschobener Ansteuerung (phased array) nicht zulassen. Ursache hierfür sind die Abmessungen der im Array verwendeten einzelnen Ultraschallquellen. Eine solche ist mit etwa 7 mm Durchmesser deutlich größer als die halbe Ultraschallwellenlänge $\lambda_{\text{Ultra}}/2 \approx 4,3\text{ mm}$, weshalb es zu einer ausgeprägten Richtwirkung bereits bei der Einzelultraschallquelle kommt, siehe Abb. 6.11.

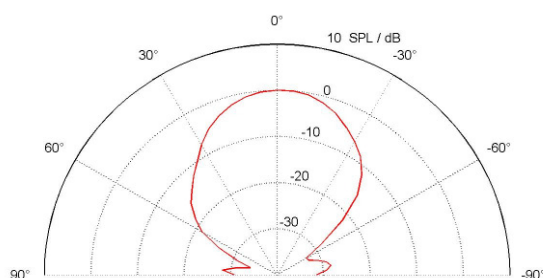


Abbildung 6.11: Richtcharakteristik einer einzelnen Ultraschallquelle

Bei einer phasenverschobenen Ansteuerung, die eine Aussendung einer Schallwellenfront in Richtung eines Winkels ε forciert, kann allerdings lediglich der Pegel genutzt werden, der aufgrund der Richtcharakteristik der Einzelschallquelle bei eben diesem Winkel ε zur Verfügung steht. Bei einem Winkel von $\varepsilon = 40^\circ$ liegt dieser Pegel laut Abb. 6.11 bereits etwa 12 dB niedriger als bei 0° . Eine Ultraschallwellenfront, die in Richtung des Winkels $\varepsilon = 40^\circ$ ausgesendet würde, hätte also einen um 12 dB niedrigeren Pegel als bei Aussendung in Richtung $\varepsilon = 0^\circ$. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des parametrisch erzeugten Audioschalldrucks vom Ultraschalldruck wäre ein in Richtung $\varepsilon = 40^\circ$ gesendeter Audioschallstrahl von einem um 24 dB niedrigeren Audioschalldruckpegel als bei $\varepsilon = 0^\circ$ gekennzeichnet. Da dies inakzeptabel ist, muss die Ultraschallquelle bei einer phasenverschobenen Ansteuerung mittels mechanischer Drehung entsprechend des Abstrahlwinkels ε nachgeführt werden, wodurch der hybride Ansatz charakterisiert wird. Der Ultraschall-Lautsprecher für bewegte Ziele besteht daher aus vier Ultraschallquellen-Arrays, deren Schwenkwinkel simultan verändert werden kann. Zusammen mit einer veränderlichen Verzögerungszeit der vier Array-Signale wird somit ein Schwenken des Ultraschall- und damit des parametrisch erzeugten Audioschallstrahls ermöglicht. Details zur Konstruktion und Signalverarbeitung sind aus [92] zu entnehmen.

Die Richtcharakteristiken für verschiedene Audiofrequenzen unter 0° und 40° vertikalem Schwenkwinkel können aus Abb. 6.12 entnommen werden.

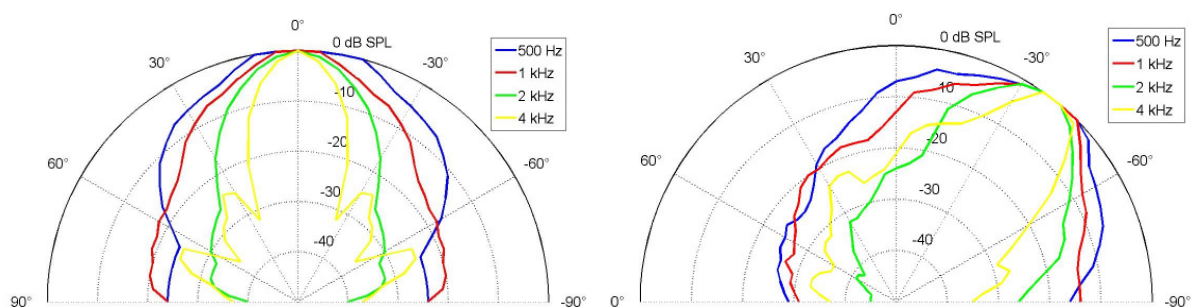


Abbildung 6.12: Audiorichtcharakteristiken bei verschiedenen Schwenkwinkeln

Aufgrund der im Vergleich zum Ultraschall-Lautsprecher für feste Ziele aus Abschnitt 6.2 größeren Schallquellenfläche werden hier allgemein geringere Audioschallstrahlbreiten erreicht. Der Audiofrequenzgang ist demjenigen aus Abschnitt 6.2 sehr ähnlich.

Ein Nachteil dieses Ansatzes besteht aus einer relativ aufwändigen Konstruktion, bedingt durch die mechanische Steuerung. Diese führt zu einer größeren Bautiefe des Ultraschall-Lautsprechers. Bei größerem Schwenkwinkel ε treten zudem, wie in Abb. 6.12 rechts zu erkennen, Verbreiterungen der Richtwirkungen des Audioschallstrahls auf, die sich vermutlich mit Reflexionen an benachbarten Schallquellen-Arrays und anhand der mit zunehmendem Schwenkwinkel abnehmenden effektiven Fläche quer zur Abstrahlrichtung erklären lassen [92]. Dennoch verbleibt der Abstrahlwinkel auch bei maximalem Schwenkwinkel stets kleiner als 53° , wodurch der Radius der mit -10 dB beschallten Zone bei einer Nutzungsentfernung von 2 m, wie im Kapitel 4 gefordert, kleiner als 1 m bleibt.

6.3.2 Mehrkanalansatz

Die im Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Nachteile des hybriden Ansatzes sind im Mehrkanalansatz nicht enthalten, da hier auf mechanisch bewegliche Teile zur Strahlsteuerung verzichtet wurde. Stattdessen wird hier eine Anzahl Ultraschall-Lautsprecher verwendet, die in verschiedene Richtungen abstrahlen. Eine Änderung der Abstrahlrichtung wird daher nicht durch elektronisches oder mechanisches Schwenken, das heißt durch phasenverschobene Ansteuerung oder Drehen des Lautsprechers, sondern durch gezieltes Umschalten zwischen einzelnen Strahlen erzielt. Durch die Eigenschaft, in Echtzeit umschalten zu können, wird die Möglichkeit des „Trackings“, also das Nachführen der Beschallung mit der Bewegung eines Ziels ermöglicht. Zusätzlich ermöglicht dieser Ansatz, mehrere verschiedene Audioschallstrahlen gleichzeitig in

verschiedene Richtungen auszusenden. Die Anzahl dieser Strahlen wurde auf vier begrenzt, da eine größere Zahl zu vermehrtem Übersprechen führen würde. Es stehen insgesamt 13 Strahlen bzw. Abstrahlrichtungen zur Verfügung. Dies gilt als Kompromiss zwischen möglichst feiner Raumwinkelauflösung und möglichst geringem Übersprechen zwischen einzelnen Beschallungszielen. Die Ansteuerung erfolgt über eine PC-Schnittstelle. Eine ausführliche Beschreibung zu Planung, Konstruktion und Signalverarbeitung erfolgt in [93]. Abb. 6.13 zeigt die Signalverarbeitungseinheit mit entferntem Gehäusedeckel und das zugehörige System von 13 Ultraschallquellen-Arrays für die Deckenmontage.

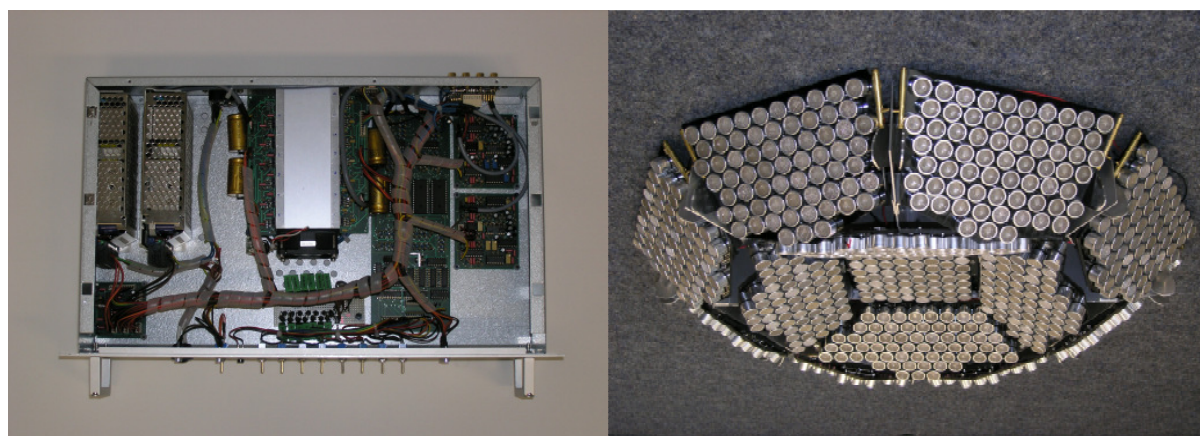


Abbildung 6.13: Mehrkanal-Ultraschall-Lautsprecher. Links: Signalverarbeitungseinheit, rechts: System von Ultraschallquellen-Arrays

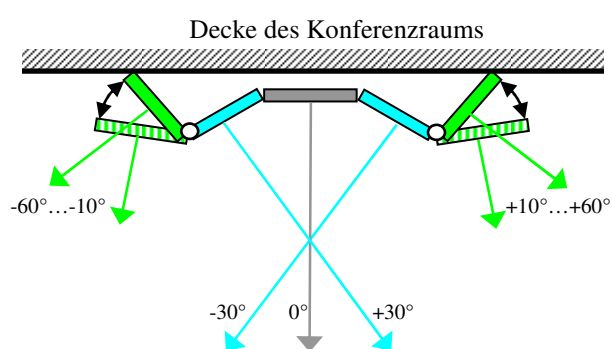


Abbildung 6.14: Querschnitt durch das System von Ultraschallquellen-Arrays. Die Schallstrahlen der Arrays im mittleren Ring (blau) kreuzen sich.

Die 13 Ultraschallquellen-Arrays sind dabei zu drei konzentrischen Ringen angeordnet. Wie in Abb. 6.13 rechts und 6.14 erkennbar, sind die Arrays des äußeren Rings zusätzlich mit

justierbarem Abstrahlwinkel ausgestattet, wodurch die Anpassung an unterschiedliche Raumgeometrien ermöglicht wird. Abb. 6.14 zeigt auch eine partiell auftretende Strahlkreuzung. Im Abschnitt 3.2.4.4 wurde die Reflexion eines Schallstrahls an einer durch einen anderen Schallstrahl erzeugten Stoßwelle zwar als unwahrscheinlich, aber dennoch möglich eingestuft. Demzufolge ist hier eine Evaluierung notwendig, um entsprechende Einflüsse auf die Schallausbreitung nach der Strahlenkreuzung zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit entsprechend durchgeführte Versuche zeigten allerdings keinerlei gegenseitige Beeinflussungen sich kreuzender Strahlen hinsichtlich Richtcharakteristik, Frequenzgang oder Schalldruck, weshalb die im Mehrkanalansatz verwendete Strahlenkreuzung als unbedenklich eingestuft wird.

Audiorichtcharakteristik, -frequenzgang und maximaler -schalldruckpegel ähneln den entsprechenden Werten des Ultraschall-Lautsprechers für feste Ziele aus Abschnitt 6.1.4 [93].

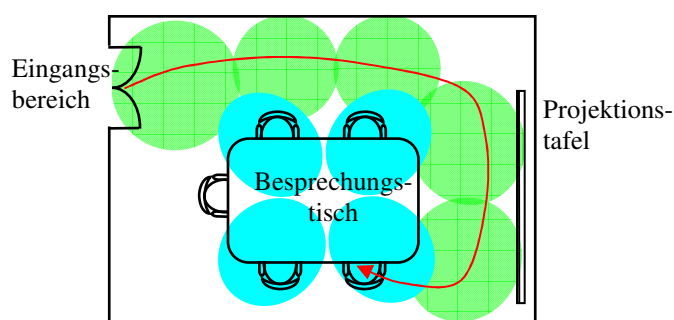


Abbildung 6.15: Konferenzraumszenario. Eine Person, die sich beispielsweise entlang der roten Linie bewegt, kann durch Umschalten der Schallstrahlen in Echtzeit verfolgt werden.

Abb. 6.15 zeigt ein beispielhaftes Szenario in einem kleinen Konferenzraum. Das Ultraschallquellen-Array-System ist hier unter der Decke direkt über der Mitte des Besprechungstisches montiert und es werden lediglich acht der insgesamt 13 möglichen Beschallungsziele verwendet. Eine Person, die vom Eingangsbereich her den Raum durchschreitet (rote Linie) kann beispielsweise auf dem Weg zu ihrem Sitzplatz fortlaufend beschallt werden (grüne Zonen). Am Besprechungstisch dagegen können gleichzeitig verschiedene, weitere Beschallungen stattfinden.

6.4 Gewährleistung der medizinischen Unbedenklichkeit

Der im Abschnitt 3.5.5 vorgegebene Grenzwert von 140 dB sollte am Ohr des Benutzers während des Betriebes eines Ultraschall-Lautsprechers zu keinem Zeitpunkt überschritten werden, wenn eine medizinische Unbedenklichkeit gewährleistet werden soll. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Prototypen sind allerdings in der Lage, bei maximaler Betriebsspannung lokal begrenzte, kurzzeitige Ultraschalldrücke bis zu etwa 155 dB im Nahbereich zu erzeugen. Messungen ergaben, dass bei allen angefertigten Prototypen in Abständen $> 80..100$ cm keine Schalldrücke oberhalb von 137 dB auftraten. Die Systeme wurden daher mit Infrarotnähierungssensoren ausgestattet, welche die Schallquelle deaktivieren, sobald ein Infrarotlicht reflektierendes Hindernis, z. B. der Benutzer, in weniger als 100 cm Entfernung von der Schallquelle detektiert wird. Eine generelle Begrenzung des Ultraschalldruckpegels auf Werte unter 140 dB auch innerhalb der Generationszone wird als nicht sinnvoll erachtet, da in diesem Fall die Nichtlinearität der Schallausbreitung nicht in ausreichendem Maße zur parametrischen Schallerzeugung genutzt werden kann.

6.5 Anwendungen in geringen Nutzungsentfernungen

Im Folgenden wird für die Anwendung eine Nutzungsentfernung vorausgesetzt, die deutlich geringer ist als die in den Abschnitten 6.1 bis 6.3 betrachteten 2 m. Als Beispiel wird eine Nutzungsentfernung von 50 cm angenommen, da diese etwa der fiktiven Nutzungsentfernung bei der Beschallung im Innenraum eines Kfz oder derjenigen eines Notebook-Arbeitsplatzes entspricht. Die Schallquelle wird dabei im Bereich des Notebooks angenommen und „zielt“ auf den mit dem Notebook arbeitenden Benutzer. Aufgrund des geringen Abstandes kommt es bei Verwendung eines Ultraschall-Lautsprechers zu verschiedenen Problemen, die eine technische Realisierung im Vergleich zu Anwendungen in größeren Entfernungen wie in den vorangegangenen Abschnitten erschweren [25, 80].

Zunächst müsste die Generationslänge des parametrischen Arrays auf die Nutzungsentfernung von 50 cm begrenzt werden. Hierzu müssten Ultraschallquellen konstruiert werden, die mit entsprechend höheren Trägerfrequenzen arbeiten. Jedoch stehen nach derzeitigem Kenntnisstand keine Schallquellen zur Verfügung, die in der Lage sind, im gewünschten Frequenzbereich den für die parametrische Schallerzeugung geforderten Schalldruck zu erzielen. Zusätzlich ist nach

der Definition im Abschnitt 3.4.2.1 kein abruptes Ende der Generationszone zu erwarten, sondern vielmehr ein allmähliches Abklingen. Daher findet nach dem definitionsgemäßen Ende der Generationszone unerwünscht eine weitere, wenn auch schwächere Hörschallerzeugung bis zur totalen Generationslänge statt. Es müsste also ein Verfahren gefunden werden, die Schallerzeugung in einer bestimmten Entfernung vom Ultraschall-Lautsprecher abrupt zu unterbinden, welches sich vermutlich jedoch kaum realisieren ließe.

Die Reduzierung der Generationslänge resultiert allerdings ohnehin nach Gleichung (6.5) in einer deutlich erhöhten unteren Grenzfrequenz des parametrisch erzeugten Audioschalls von $f_{\text{PA, min}} = 1,4 \text{ kHz}$. Eine ausreichende Wiedergabe des Sprachfrequenzbereichs wäre somit nicht mehr gewährleistet. Zudem wäre aufgrund der kurzen Generationszone mit einer deutlich verringerten Auditorichtwirkung zu rechnen.

Der Versuch, die in den Abschnitten 6.1 bis 6.3 verwendete Technologie auch hier anzuwenden, offenbart weitere Einschränkungen der Nutzbarkeit. Da sich nun die Nutzungsentfernung deutlich innerhalb der Generationszone befindet, sind wiederum Audioschalldruck und Auditorichtcharakteristik nur unvollständig entwickelt. Des Weiteren werden sowohl der Audioschallstrahl als auch der modulierte Ultraschallstrahl am Körper des Nutzers diffus reflektiert. Letzterer besitzt auch nach der Reflexion noch ausreichend Intensität, um eine weitere Demodulation des Audiosignals anzuregen [80]. Der so erzeugte Hörschall wird schließlich nahezu ungerichtet abgestrahlt. Beide reflektierten Anteile führen somit zu einer unerwünschten Beschallung der Umgebung und erhöhtem Übersprechen auf benachbarten Hörplätzen. Durch die im reflektierten Ultraschall weiterhin stattfindende Generation von Audioschall ist der Einfluss eines reflektierenden Hindernisses wie Körperteile des Nutzers besonders groß im Vergleich zur Reflexion eines herkömmlich erzeugten Schallstrahls. Dieser Einfluss ist in den Fällen aus den Abschnitten 6.1 bis 6.3 deutlich geringer, da hier die Nutzungsentfernung größer oder gleich der Generationslänge ist.

Aufgrund der geringen Nutzungsentfernung ist nun tendenziell eine zusätzlich verringerte Richtwirkung aufgrund des nicht-parametrisch erzeugten Schallanteils zu berücksichtigen, da dieser nach [24, 29, 31] erst in Entfernungen von mehr als einem Meter vernachlässigbar wird.

Letztendlich ist besonders auch das gesundheitliche Risiko des Aufenthalts eines Nutzers im Nahbereich eines Ultraschall-Lautsprechers zu berücksichtigen, da dieser nun Ultraschalldrücken über 140 dB ausgesetzt werden könnte und damit der im Abschnitt 3.5.5 erwähnte Grenzwert für die medizinische Unbedenklichkeit definitiv überschritten wäre.

Da die Nutzung des parametrischen Arrays für die Beschallung in geringen Nutzungsentfernungen aus den oben genannten Gründen nicht in Frage kommt bzw. nur unzureichende Ergebnisse liefert, muss ein alternativer Ansatz gesucht werden. Als solcher bietet sich die Nutzung des akustischen Strahlungsdrucks an, da dieser Effekt ausschließlich in relativ geringer Entfernung zur Schallquelle eines Ultraschall-Lautsprechers signifikant in Erscheinung tritt und sich mit zunehmender Entfernung sehr rasch abschwächt. Eine Schallquelle, die eine mit dem Nutzsignal amplitudenmodulierte Ultraschallwelle emittiert, könnte auf den Nutzer ausgerichtet werden, so dass die Welle möglichst senkrecht auf das Trommelfell bzw. parallel zu dessen Oberflächennormalen auftrifft. Das Trommelfell würde dann mit dem akustischen Strahlungsdruck der auftreffenden Welle beaufschlagt werden. Da dieser ebenfalls moduliert ist, wird das Trommelfell letztlich in Schwingungen versetzt, die dem Nutzsignal folgen. Da die Richtungsabhängigkeit in diesem Fall nicht nur die Richtcharakteristik des Schallfelds, sondern auch das Quadrat des Einfallswinkels zur Oberflächennormalen beinhaltet, könnte vermutlich auch ein sehr schwach gerichtetes Schallfeld für eine individuelle Beschallung verwendet werden. Es müssten lediglich ein bestimmter Mindestultraschalldruck und ein möglichst kleiner Einfallswinkel gewährleistet werden. Dies hätte zum einen den Vorteil, dass selbst im Vergleich zur Ultraschallwellenlänge kleine Schallquellen verwendet werden könnten. Zum anderen hätte die Nutzung einer sphärisch divergenten Welle den Vorteil, dass der während der Ausbreitung der Welle parametrisch erzeugte Audioschallanteil minimiert würde, wodurch die Belästigung benachbarter Nutzer reduziert würde. Im Idealfall tritt erst bei Auftreffen der modulierten Ultraschallwelle auf das Trommelfell des Nutzers eine signifikante Schallwahrnehmung auf.

Problematisch ist allerdings die Krümmung des Gehörgangs, die ein direktes Einfallen der Trägerwelle unter einem möglichst kleinen Winkel erschwert. Diesbezüglich wären zunächst weitere Untersuchungen notwendig, auch hinsichtlich möglicher Wellenleitungseigenschaften des Gehörgangs und der akustischen Impedanz seiner Innenwände bezüglich einer dort stattfindenden Schallreflexion. Die medizinische Unbedenklichkeit ist zudem weiterhin zu

gewährleisten. Unter der Annahme eines geraden Gehörgangs nach Abschnitt 3.5.1 würde eine Schallwelle etwa in einem mittleren Winkel von $42,5^\circ$ zur Normalen auf das Trommelfell einfallen. Ein Ultraschalldruck, der bei voller Modulation am Ort des Trommelfells einen nach Abschnitt 3.5.5 noch erlaubten Spitzenwert von 140 dB erreicht, würde dann nach Abschnitt 3.4.2.2 einen frequenzunabhängigen Audioschalldruck von etwa 70 dB erzeugen [29].

Anstatt Schall über eine bestimmte Entfernung zum Ohr des Nutzers zu übertragen, wodurch störende Reflexionen auftreten können, verspricht der Ansatz, den Schall überhaupt erst am gewünschten Ort und hier auf einer im Vergleich zur Audiowellenlänge nur geringen Fläche zu erzeugen, höhere Erfolgchancen. Dann nämlich würde der am Ohr erzeugte Hörschall mit Kugelcharakteristik in die Umgebung abgestrahlt, wodurch eine Abnahme des Schalldruckpegels mit 6 dB je Entfernungsverdopplung resultierte. Dadurch wäre gewährleistet, dass dem Nutzer eine ausreichende Lautstärke zu Verfügung steht, während seine Umgebung nur in geringem Maße einer störenden Beschallung ausgesetzt wird. Auch der oben erwähnte Ansatz der Nutzung des akustischen Strahlungsdrucks einer modulierten Ultraschallwelle geht diesen Weg. Ein weiterer und technisch bedeutend einfacherer Ansatz für den Einsatz im Kfz ist der Einbau einer akustischen Schallführung in die Kopfstütze des entsprechenden Sitzes. Durch die Schallführung wird der Audioschall durch eine im Vergleich zur Audiowellenlänge kleine Öffnung erst in der Kopfstütze [94] und damit relativ nah am Ohr des Nutzers in die Luft abgestrahlt, wodurch die oben genannte Kugelcharakteristik erzielt wird. Ein Verschluss der Öffnung mit einem Material, dessen akustische Impedanz nahe an derjenigen der Luft liegt, verhindert störende Resonanzen der Schallführung.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beinhaltet eine ausführliche Dokumentation der Gesetzmäßigkeiten der parametrischen Schallerzeugung unter Berücksichtigung verschiedener Nebeneffekte. Unter Beachtung des subjektiven Hörempfindens des Menschen wurde ein Kriterium erstellt, welches als Richtlinie zur stark gerichteten Audio-Beschallung verwendet werden kann. Basierend auf den hierauf aufbauenden Anforderungen wurde ein Verfahren zur Dimensionierung und Parametrierung eines Ultraschall-Lautsprechers beschrieben.

Das Ziel, eine persönliche Hörzone mit einer möglichst kleinen Schallquelle zu erzeugen, wurde im Anwendungsfall der Konferenzraum-Beschallung, d. h. mit Nutzungsentfernungen von mindestens etwa 2 m, erreicht. Hierzu wurde ein parametrischer Ultraschall-Lautsprecher verwendet, der im Vergleich zu konventionellen Technologien über eine deutlich stärkere Richtwirkung verfügt und kaum Nebenkeulen produziert. Der Nachteil des Hochpassverhaltens im Audiofrequenzgang wurde durch die Wahl einer Ultraschallquelle mit entsprechend hoher Güte für die Wiedergabe von Sprache ausreichend kompensiert. Die Modulationstiefe des Ultraschallsignals wurde so gewählt, dass sich ein Kompromiss zwischen Pegel und Klirrfaktor des parametrisch erzeugten Audioschallsignals ergab. Trotz des geringen Wirkungsgrads der parametrischen Schallerzeugung lassen sich für die Wiedergabe von Sprache ausreichend hohe Pegel realisieren. Falls in bestimmten Anwendungen eine noch stärkere Richtwirkung notwendig wäre, so ließe sich diese mit der hier verwendeten Schallquellentechnologie wahrscheinlich durch einfaches Vergrößern der Ultraschallquelle erreichen, ohne dass eine störende Nebenkeulenbildung des Audioschallstrahls in Erscheinung träte. Es wurden sowohl Ultraschall-Lautsprecher für feste, als auch für bewegliche und mehrere gleichzeitige Beschallungsziele angefertigt und erfolgreich in Betrieb genommen. Um eine vollelektronische Schallstrahlsteuerung mittels phasenverschobener Ansteuerung zu realisieren, wären Ultraschallquellen notwendig, deren Durchmesser weniger als die Hälfte der Ultraschallwellenlänge beträgt. Gleichzeitig sind die im Abschnitt 6.1.1 aufgestellten Forderungen weiterhin zu erfüllen. Derartige Ultraschallquellen sind nach Kenntnisstand eigener Recherchen derzeit nicht kommerziell verfügbar.

Für die Beschallung in geringen Nutzungsentfernungen, d. h. in einem Abstand von beispielsweise etwa 50 cm, kann eine persönliche Hörzone mittels eines Ultraschall-Lautsprechers nicht adäquat eingerichtet werden. Dies lässt sich mit drei Kernaussagen begründen:

1. Da die Nutzungsentfernung mit der hier verwendeten Technologie noch innerhalb der Generationszone des parametrischen Arrays liegt, sind zunächst sowohl die Audiorichtwirkung, als auch der Audioschalldruck nicht in vollem Umfang nutzbar.
2. Des Weiteren kommt es zur Reflexion des Audioschallstrahls und des modulierten Ultraschallstrahls an Kopf und Oberkörper des Nutzers. Der modulierte Ultraschallstrahl besitzt auch nach der Reflexion noch ausreichenden Schalldruckpegel, um parametrisch Audioschall zu erzeugen. Beide Audioschallanteile tragen zu einer diffusen und unerwünschten Beschallung der Umgebung bei, so dass von einer stark gerichteten Beschallung keine Rede mehr sein kann.
3. Des Weiteren ist die medizinische Unbedenklichkeit zu beachten: Aufgrund der geringen Entfernung zur Ultraschallquelle könnte der Ultraschalldruckpegel am Ohr des Nutzers den angenommenen Grenzwert von 140 dB übersteigen.

Die Generationslänge könnte zwar z. B. durch Wahl einer entsprechend höheren Trägerfrequenz auf die Nutzungsentfernung reduziert werden, damit wären allerdings lediglich die letzten beiden Probleme beseitigt. Die Audiorichtwirkung wäre immer noch eingeschränkt und zudem führt eine geringere Generationslänge zu einer Anhebung der unteren Grenzfrequenz des Audioschallstrahls. Aus diesem Grunde scheidet die Anwendung des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers prinzipiell aus, selbst wenn in Zukunft Ultraschallquellen verfügbar wären, welche die erforderlichen Schalldrücke bei höheren Frequenzen produzieren könnten.

Für die Beschallung in geringen Nutzungsentfernungen sind aufgrund der Nichtanwendbarkeit des parametrischen Ultraschall-Lautsprechers alternative Ansätze zu suchen. Vermutlich verspricht hier der Ansatz, Schall nicht über eine bestimmte Entfernung zu übertragen, sondern stattdessen möglichst direkt vor Ort zu erzeugen, bessere Erfolgsaussichten. Eine Möglichkeit wäre etwa die lokale Audioschallerzeugung mittels modulierten Ultraschallstrahlungsdrucks.

Allerdings gestaltet sich die technische Realisierung auch aufgrund medizinischer Risiken wahrscheinlich schwierig. Eine andere Möglichkeit, die im Gegensatz zu der erstgenannten Methode auf der Verwendung herkömmlicher Audioschallquellen basiert, bestünde in der Verwendung von dünnen Schallführungen, welche den Audioschall in der Nähe des gewünschten Orts mittels eines im Vergleich zur Audiowellenlänge sehr kleinen Öffnungsdurchmessers austreten ließen. Durch die in diesem Fall sehr schwache Richtwirkung des Audioschalls würde der Audioschalldruckpegel mit zunehmender Entfernung zur Schallquelle rasch absinken und auf diese Weise ein geringes Übersprechen zu benachbarten Hörpositionen ermöglichen.

Als zusätzliches Ergebnis dieser Arbeit ergibt sich möglicherweise eine messtechnische Anwendung für das Prinzip des parametrischen Arrays, welche den Dopplereffekt nutzt: Mit zwei räumlich voneinander getrennten und voneinander unabhängig ansteuerbaren Schallquellen werden zunächst zwei verschiedene Schallstrahlen hohen Schalldruckpegels mit jeweils sinusförmigem, monofrequentem Signal erzeugt. Der Frequenzunterschied beider Schallstrahlen wird dabei sehr gering gewählt im Vergleich zur jeweiligen Frequenz. In der Interaktionszone, innerhalb derer sich Komponenten der beiden Schallstrahlen vektoriell überlagern, also sich parallel zueinander ausbreiten, wird nun parametrisch die Differenzfrequenz beider Schallstrahlen erzeugt. Diese Differenzfrequenz ist aufgrund des Dopplereffekts abhängig von der Relativbewegung der Schallquellen zueinander. Es zeigt sich, dass bei entsprechend gering gewähltem Frequenzunterschied der Schallstrahlen eine hohe Empfindlichkeit der Differenzfrequenz auf Relativbewegungen entsteht. Eine Anwendung bestünde beispielsweise in der berührungslosen Erfassung geringer Schwingungsamplituden. Allerdings müsste hier das schwingende Objekt entweder direkt mit einer Schallquelle ausgestattet werden oder aber einen auftreffenden Schallstrahl ausreichend reflektieren können.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] V. A. Sutilov: Physik des Ultraschalls, Springer-Verlag, 1984
- [2] M. F. Hamilton und D. T. Blackstock: Nonlinear Acoustics, (Academic Press), 1998, ISBN 0-12-321860-8
- [3] K. Naugolnykh und L. Ostrovsky: Nonlinear Wave Processes in Acoustics, Cambridge Texts in Applied Mathematics, ISBN: 0-521-39080-X
- [4] DEGA-Projekt "Akustische Wellen und Felder", Endfassung Juli 2002
- [5] H. E. Bass, L. C. Sutherland, A. J. Zuckerwar, D. T. Blackstock und D. M. Hester: Atmospheric Absorption of Sound: Further Developments, J. Acoust. Soc. Amer. 97, 1995
- [6] H. Kuttruff: Physik und Technik des Ultraschalls, Hirzel-Verlag, 1988, ISBN 3-7776-0427-5
- [7] <http://www.sengpielaudio.com/Rechner-luft.htm>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
- [8] L. J. Black: A physical Analysis of Distortion Produced by the Non-Linearity of the Medium, J. Acoust. Soc. Amer., 1940
- [9] F. E. Fox und W. A. Wallace: Absorption of Finite Amplitude Sound Waves, J. Acoust. Soc. Amer. 26, 1954
- [10] D. Olszewski: Kriterium zur Unterscheidung zwischen linearer und nichtlinearer Akustik, DAGA 2007.
- [11] J. M. Burgers: A mathematical model illustrating the theory of turbulence, Advances in Applied Mechanics, Vol. 1, R. von Mises und T. von Kármán, Academic Press, S. 171-199
- [12] E. A. Zabolotskaya und R. V. Khoklov: Quasi-plane waves in the nonlinear acoustics of confined beams, Sov. Phys. Acoust. 15, 35-40
- [13] P. J. Westervelt: Parametric Acoustic Array, J. Acoust. Soc. Am. 35, 535-537, 1963
- [14] T. Kamakura: Two Model Equations for Describing Nonlinear Sound Beams, Jap. J. of Applied Physics 43, 2004, S. 2808-2812
- [15] I. Rudnick: On the attenuation of a repeated sawtooth shock wave, J. Acoust. Soc. Amer. 25, 1953
- [16] H. Hugoniot: Mémoire sur la propagation du mouvement dans le corps et spécialement dans les gaz parfaits, J. l'école polytech. (Paris) 57 und 58, 1887 und 1889
- [17] W. J. M. Rankine: On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance, Phil. Trans. Roy. Soc. 160, 1870

-
- [18] D. T. Blackstock, J. C. Lockwood und T. G. Muir: Directive harmonic generation in the radiation field of a circular piston, J. Acoust. Soc. Amer. 53, 1973
 - [19] C. P. Lee und T. G. Wang: Acoustic Radiation Pressure, J. Acoust. Soc. Amer. 94, 1993
 - [20] B.-T. Chung und R. T. Apfel: Acoustic Radiation Pressure Produced by a Beam of Sound, J. Acoust. Soc. Amer. 72, 1982
 - [21] C. Clemen: Vorlesungsskript Elektroakustik WS 98/99, FH Augsburg
 - [22] M. Yoneyama, J. Fujimoto, Y. Kawamo und S. Sasabe: The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design, J. Acoust. Soc. Amer. 73, 1983
 - [23] D. Olszewski und K. Linhard: Messungen zur Schallerzeugung durch einen parametrischen Ultraschall-Lautsprecher, DAGA 2006
 - [24] R. W. Haupt und K. D. Rolt: Standoff Acoustic Laser Technique to Locate Buried Land Mines, Lincoln Laboratory Journal Vol. 15, 2005
 - [25] D. Olszewski: Optimum Carrier Frequency for Ultrasound Loudspeaker, USE 2006
 - [26] J. Rautenberg und B. Henning: Lower Frequency Bound of Parametric Arrays, IWPMA 2005
 - [27] A. Gerlach und M. Fischer: Luftschallmessungen zur Schallerzeugung mit Hilfe eines parametrischen Ultraschall-Lautsprechers, DAGA 2005
 - [28] V. Mellert und Bernhard Schwarz-Röhr: The origin of the audio signal in a beam of modulated ultrasound in air, DAGA 2004
 - [29] D. Olszewski und K. Linhard: Stark gerichtete Audio-Beschallung mittels modulierten Ultraschall-Strahlungsdrucks, DAGA 2007
 - [30] D. Olszewski, B. Henning: Messung des akustischen Strahlungsdrucks eines Ultraschall-Lautsprechers, AHMT 2007
 - [31] D. Olszewski, K. Linhard: Optimum Array Configuration for Parametric Ultrasound Loudspeakers Using Standard Emitters, IEEE Ultrasonics Symposium 2006
 - [32] <http://www.hoerservice.ch/grafiken/ohr.jpg>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [33] Kunstkopf-Entzerrung, Head Acoustics Application Notes, http://www.head-acoustics.de/Download_Area_d/Application_Notes/Entzerrungs%20Broschuere.pdf, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [34] A. Rauber und F. Kopsch: Anatomie des Menschen, Lehrbuch und Atlas, Band 3, Nervensystem Sinnesorgane, Thieme-Verlag 1987, ISBN 3-13-503501-8

-
- [35] Speech Intelligibility – A JBL Professional Technical Note, JBL Professional Technical Notes Volume 1, Number 26
- [36] DIN 1320: 1997-06
- [37] D. Franz: Elektroakustik, Franzis-Verlag 1990, ISBN 3-7723-9421-3
- [38] J. Eargle und C. Foreman: Audio Engineering for Sound Reinforcement, 2002, ISBN 0-634-04355-2
- [39] J. Webers: Tonstudiotechnik, Franzis-Verlag, 1989, ISBN 3-7723-5525-0
- [40] G. Haar: Über den Charakter der Nichtlinearität des Ohres, Funk und Ton 1951, Heft 5, S. 248
- [41] J. F. Schouten: The residue and the mechanism of hearing, Proc. Kon. Akad. Wetenschap 43, 1940
- [42] D. Ben-Tzur und C. Martin: The effect of MaxxBass psychoacoustic bass enhancement on loudspeaker design, Audio Engineering Society Vol. 106, 1999
- [43] J. Herbertz: Untersuchungen zur Frequenz- und Altersabhängigkeit des menschlichen Hörvermögens, Fortschritte der Akustik – DAGA 84
- [44] J. Herbertz, K. Grünter: Untersuchungen zur hörkurvenmäßigen Bewertung von Ultraschall in Luft, Fortschritte der Akustik – DAGA 81
- [45] J. F. Corso: Bone Conduction Thresholds for Sonic and Ultrasonic Frequencies, J. Acoust. Soc. Am. 35 (1963) 11, S. 1738-1743
- [46] I. Veit: Wirkung von Ultraschall auf das Gehör, Forschungsbericht Nr. 231, Bundesanstalt für Arbeitsschutz und Unfallforschung Dortmund, 1980, ISBN 3-88314-098-8
- [47] VDI-Richtlinie 2058
- [48] EU-Projekt CHIL, <http://chil.server.de>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
- [49] C. Fügen, M. Kolss, M. Paulik und A. Waibel: Open domain speech translation: from seminars and speeches to lectures, ICASSP 2006
- [50] Visaton-Lexikon, <http://www.visaton.de/de/forum/lexikonneu/>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
- [51] M. Zwicker und E. Zollner: Elektroakustik, Springer Verlag 1987
- [52] <http://www.manger-msw.com/index.php?language=de&pid=8afaaea7b922e5473d12025c34450f68&country=>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
- [53] <http://www.nxtsound.com/index.php?id=425>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007

-
- [54] H. Opfer: Richtlautsprecher mit Anwendungen in Kommunikation, Entertainment und Fahrerassistenz, *Automobiltechnische Zeitschrift* 10/2006
 - [55] <http://www.panphonics.fi>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [56] <http://www.soundtube.com>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [57] FP6030 Focusing Speaker, http://www.soundtube.com/Data/Techsheets/FP6030_tech.pdf, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [58] W. Wiesbeck: Antennen und Antennensysteme, Vorlesungsskript, Uni Karlsruhe
 - [59] <http://www.dakotaaudio.com>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [60] Focused Array Model FA-501, http://www.dakotaaudio.com/productUploads/fa-501_1.pdf, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [61] Focused Array Model FA-4, http://www.dakotaaudio.com/productUploads/MA-4_1.pdf, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [62] D. Olszewski: Aufbau eines Zeitumkehrspiegels zur Erzeugung lokal hörbaren Schalls, Studienarbeit, Universität Paderborn, 2002
 - [63] R. Kamlet: Spaced SB210 FSA Forward Steered Low-Bass Array, JBL Application Guide 2004
 - [64] F. Verbinnen: Constant Directivity End-Fire Arrays for Public Address Systems, 120th AES Convention 2006
 - [65] G. L. Augspurger: Near-Field and Far-Field Performance of Large Woofer Arrays, J. Audio Eng. Soc. Vol. 38, 1990
 - [66] H. Sell: Eine neue kapazitive Methode zur Umwandlung mechanischer Schwingungen in elektrische und umgekehrt, *Zeitschrift für Technische Physik* 1, 1937, S. 3-10
 - [67] S. Leschka: Entwurfsmethoden und Leistungsgrenzen elektromechanischer Schallquellen für Ultraschallanwendungen in Gasen im Frequenzbereich um 100 kHz, Dissertationsschrift, TU Dresden 2004
 - [68] J. Peissig, V. Gorelik und R. Wiggers: Flowmeter and Audio Application of Wideband Ultrasonic Transducer, DAGA 2004
 - [69] <http://www.gammesfeld.de/piezoeffekt/1theory.php>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [70] S. Hirose, S. Takahashi, M. Aoyagi und Y. Tomikawa: High-Power Characteristics of Piezoelectric Materials, IEEE Ultrasonics Symposium 1995
 - [71] B. T. Khuri-Yakub, J. H. Kim, C.-H. Chou, P. Parent und G. S. Kino: A new design for air transducers, IEEE Ultrasonics Symposium 1988

-
- [72] J. J. Croft und J. O. Norris: Theory, History and the Advancement of Parametric Loudspeakers. ATC 2002
- [73] G. M. Sessler: Piezoelectricity in polyvinylidenefluoride, J. Acoust. Soc. Amer. 70 (6), 1981
- [74] B. Woodward, J. C. Cook und A. D. Goodson: A phased steered parametric array for sub-bottom profiling, Electronic Engineering in Oceanography, 1994
- [75] K. C. Benjamin und S. E. Forsythe: Design of a steerable parametric mode array, J. Acoust. Soc. Amer. 109, 2001
- [76] K. S. Tan, W. S. Gan, J. Yang und M. Er: An efficient digital beam steering algorithm for difference frequency in parametric array, ICASSP 2004
- [77] J. Yang, W. S. Gan, M. Er, K. M. C. Lee, S. K. Tan, Y. H. Liew, F. A. Karnapi, K. Sha und Y. Wang: Steering of directional sound beams, Patent WO 03/019125 A1, 2003
- [78] F. J. Pompei: Parametric audio system, Patent WO 01/52437 A1, 2001
- [79] K. S. Tan und W. S. Gan: Constant beamwidth beamformer for difference frequency in parametric array, ICASSP 2003
- [80] D. Olszewski und K. Linhard: Imperfections of parametrically generated sound beams caused by reflexions, Proc. Symp. Ultrason. Electron., Vol. 27 (2006)
- [81] C. Arendt: Trockenlegung, Leitfaden zur Sanierung feuchter Bauwerke, Deutsche Verlagsanstalt 1983
- [82] F. A. Karnapi, Woon-Seng Gan und Meng-Hwa Er, Method to enhance low-frequency perception from a parametric array loudspeaker, 112th AES Convention, 2002
- [83] <http://eeeweba.ntu.edu.sg/DSPLab/AB/ab.html>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
- [84] T. D. Kite, J. T. Post und M. F. Hamilton: Parametric array in air: distortion reduction by preprocessing, ICA / ASA Proceedings, 1998
- [85] K. Hashiba, H. Masuzawa, K. Kikuchi, H. Okazaki und A. Fukami: Improvement in efficiency of parametric array by a thin micro-bubble layer, UDT Europe 2004
- [86] T. Asada, Y. Watanabe und Y. Urabe: Control of parametric amplification using the nonlinear vibration of bubbles under water, 10th Symposium on ultrasonic electronics, 1989
- [87] T. Kamakura, K. Aoki und Y. Kumamoto: Suitable modulation of the carrier ultrasound for a parametric loudspeaker, Acustica 73, 1991
- [88] Datenblatt des Herstellers ProWave zum Produkt „400ST160“
- [89] T. Kamakura, M. Tani und Y. Kumamoto: Parametric sound radiation from a rectangular aperture source, Acustica Vol. 80, 1994

-
- [90] G. Svanfeldt und D. Olszewski: Perception experiment combining a parametric loudspeaker and a synthetic talking head, Interspeech 2005
 - [91] J. M. H. Neppert: Elemente einer akustischen Phonetik, Buske-Verlag, ISBN 3-87548-154-2
 - [92] D. Olszewski, F. Prasetyo und K. Linhard: Steerable Highly Directional Audio Beam Loudspeaker, Interspeech 2005
 - [93] D. Olszewski und K. Linhard: Highly Directional Multi-Beam Audio Loudspeaker, Interspeech 2006
 - [94] K. Linhard und M. Hofmann: Akustische Schallführung im Fahrzeug, Deutsches Patent Nr. DE10255794B3, 2002
 - [95] Sennheiser „AudioBeam“
http://www.sennheiser.com/sennheiser/icm.nsf/root/products_communication-systems_audiobeam_09859, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [96] ATC “Hypersonic Sound System” <http://www.atcsd.com/site/content/view/13/29/>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007
 - [97] Holosonics “Audio Spotlight” <http://www.holosonics.com/>, zuletzt verfügbar am 11.08.2007

A Anhang

A.1 Kommerziell verfügbare Ultraschall-Lautsprecher

Das Produkt „AudioBeam“ der deutschen Firma Sennheiser [95] besteht aus einer kompakten Einheit, die sowohl ein aus 150 einzelnen piezoelektrischen Einzelschallquellen bestehendes Ultraschallquellen-Array als auch die zur Ansteuerung nötige Elektronik inklusive Verstärker und Netzteil beinhaltet. „HSS – Hypersonic Sound System“ ist ein Produkt des US-amerikanischen Herstellers ATC – American Technology Corporation und verwendet eine gewellte PVDF-Folie als Schallquelle [96]. Das System besteht ebenso wie „AudioBeam“ aus einer einzigen kompakten Einheit. Als dritter bekannter Hersteller produziert die US-amerikanische Firma Holosonics das System „Audio Spotlight“, welches aus zwei getrennten Einheiten besteht: Eine flache Scheibe, in welcher die kapazitiven Ultraschallquellen untergebracht sind und eine Elektronikeinheit für die Signalverarbeitung und –verstärkung [97]. Abb. A.1 zeigt die drei Produkte (nicht maßstabsgetreu):



Sennheiser „Audio Beam“



ATC „HSS“



Holosonics „Audio Spotlight“

Abbildung A.1: Kommerzielle Ultraschall-Lautsprecher

In Tab. A.1 werden die jeweiligen Produktspezifikationen des Herstellers zusammengestellt:

	Sennheiser AudioBeam	ATC HSS	Holosonics Audio Spotlight
Wandlerprinzip der Schallquelle	Piezo- Bimorph	PVDF- Folie	Kapazitiver Folienwandler
Aktive Fläche der Schallquelle	26,4 cm x 32 cm	31 cm x 31 cm	61 cm Durchmesser
Ultraschall- Trägerfrequenz	40 kHz	40..50 kHz *	60 kHz ? **
Modulations- prinzip	AM	AM *	AM ? **
Maximaler Audio- Schalldruckpegel	75 dB	91 dB (1 kHz, 1 m)	100 dB
Audio- Verzerrungen	-	-	1 %
Audio-Strahlbreite (-10 dB, 1 kHz)	ca. 64°	-	-

* „proprietary dynamic carrier“, keine nähere Erläuterung. In eigenen Experimenten wurde jedoch eine Amplitudenmodulation mit konstanter Trägerfrequenz von 48 kHz ermittelt.

** keine Erläuterung, jedoch vermutlich Amplitudenmodulation (AM) mit 60 kHz Trägerfrequenz.

Tabelle A.1: Produktspezifikationen kommerzieller Ultraschall-Lautsprecher

Alle oben genannten parametrischen Systeme zeichnen sich, bezogen auf die jeweils aktive Fläche, durch deutlich stärkere Richtwirkungen aus im Vergleich zu den im Abschnitt 5.1 beschriebenen herkömmlichen Systemen. Das Produkt Audio Spotlight besitzt allerdings mit 61 cm Durchmesser bereits eine Baugröße, die nicht mehr unbedingt als klein im Vergleich zum Audiowellenlängenbereich zu bezeichnen ist. Dies führt vermutlich zu unerwünscht ausgeprägten Nebenkeulen im höherfrequenten Audioübertragungsbereich, aber auch zu einer verbesserten Richtwirkung bei tieferen Audiofrequenzen.

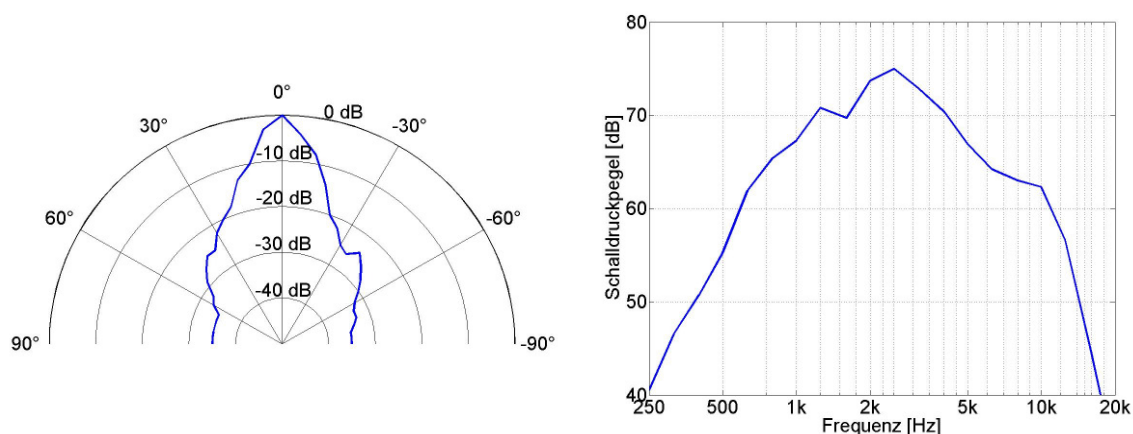


Abbildung A.2: Audiorichtcharakteristik (links) und Audiofrequenzgang (rechts) des Ultraschall-Lautsprechers HSS in 2 m Entfernung

Messungen mit dem System HSS zeigen nach Abb. A.2 eine stark ausgeprägte Richtcharakteristik des Hörschallstrahls, die nahezu frei von Nebenkeulen ist. Die Strahlbreite bei -20 dB(A) beträgt etwa 50°, womit in einer Entfernung von 2 m der Übersprechradius bei -20 dB(A) etwa 93 cm betragen würde. Damit wird die im Kapitel 4 aufgestellte Forderung nach einem entsprechenden Radius von einem Meter mehr als erfüllt. Der Audiofrequenzgang zeigt ein Maximum um 2,5 kHz und fällt sowohl zu tieferen als auch zu höheren Frequenzen rasch ab. Die Ursache für den Abfall zu höheren Frequenzen ist unklar, jedoch äußert sich dieser in einem subjektiv „dumpfen“ Klang, welcher sich eventuell negativ auf die Sprachverständlichkeit auswirken könnte. Der im Datenblatt angegebene maximale Audioschalldruck von 91 dB bei 1 kHz in 1 m Entfernung ist nicht nachvollziehbar.