

„Körperoszillation und Schallabstrahlung akustischer Wellenleiter unter Berücksichtigung von Wandungseinflüssen und Kopplungseffekten“

Verändern Metallegierung und Wandungsprofil des
Rohrresonators den Klang der labialen Orgelpfeife?

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
„Doktor der Ingenieurwissenschaften“
(Dr.-Ing.)

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von Steffen Bergweiler

Potsdam, den 4. November 2005

Meinen Eltern.

Kurzfassung

Am Beispiel der Orgelpfeife wurde der Einfluss der Wandungsgeometrie des akustischen Wellenleiters auf die Schallabstrahlung untersucht. Für verschiedene Metalllegierungen wurden unterschiedliche Profile der Orgelpfeifenwandung verglichen: ein konisches Wandungsprofil mit zur Mündung hin abnehmender Wandungsstärke und ein paralleles Wandungsprofil mit konstanter Wandungsstärke. Für eine hohe statistische Sicherheit der Ergebnisse wurden sämtliche Untersuchungen an vier mal zehn Testpfeifen durchgeführt. Mit Ausnahme der beschriebenen Unterschiede sind die Pfeifen von gleichen Abmessungen und auf gleichen Klang intoniert.

Die Überprüfung der Wandungseinflüsse auf den Klang besteht aus drei verschiedenen Untersuchungen: Erstens, einer subjektiven Hinterfragung der Wahrnehmbarkeit in einem Hörtest. Zweitens wurde der abgestrahlte Luftschall objektiv gemessen und das Spektrum der Pfeifen in seinen Komponenten (Teiltöne, Grundfrequenz) verglichen. Drittens wurde mit einer neuartigen Messtechnik die Oszillation des Pfeifenkörpers (ein einem akustischen Monopol entsprechendes „Atmen“ des Querschnitts) untersucht. Die Ergebnisse belegen die Wahrnehmbarkeit unterschiedlicher Wandungsprofile als auch klare objektive Differenzen zwischen den emittierten Schallspektren. Ein Atmen mit guter Korrelation zur inneren Druckerregung bestätigt den Einfluss wandungsprofilabhängiger Oszillationen auf den Klang der Orgelpfeife. Schließlich wurde die Interaktion zweier in Abstand und Grundfrequenz nah beieinander liegender Orgelpfeifen überprüft. Als Ursache des dabei wahrnehmbaren Oktavsprunges des Orgeltons konnte eine gegenphasige Oszillation des Grundtons beider Pfeifen nachgewiesen werden.

Abstract

The influence of the wall geometry of an acoustic waveguide on the sound radiation has been investigated on the example of the steady sound quality of an organ pipe. At the example of two different pipe materials two different pipe wall geometries were compared: a wedge-shaped conical wall profile with a decreasing wall strength towards the pipes open end and a constant wall profile with no change in wall strength, respectively. For statistic safety all investigations were exercised on a large test pipe series of 4 by 10 pipes, unique to our knowledge. Apart from the described differences, all pipes are produced and intonated to be as equal as possible.

The verification of the wall geometries influences is based on three investigations: First, a subjective evaluation of the audible differences was performed. Second, differences in the broad spectra, the level of the harmonics partials and in the fundamental frequency were detected in an anechoic chamber. Third, with a new measurement technique we examined the oscillation of the pipe body (monopole breathing of the pipe bodies cross-section) as source of the detected differences in the sound. The results show clear audible difference which are supported by measurable differences in airborne sound and body oscillations of the investigated pipes. Finally the interaction of two organ pipes closely space in frequency and distance has been investigated. The subjective impression of frequency doubling was detected as an anti-phase phase oscillation of the fundamental tone of both pipes leading to a dominance of the second harmonic.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Einleitung	1
1.1 Thematischer Hintergrund	1
1.2 Motivation und Zielstellung	2
1.3 Gliederung der Arbeit	4
2 Allgemeine Betrachtung der Labialpfeife	5
2.1 Grundmechanismen der Labialpfeife	5
2.1.1 Generator–Resonator–Kopplung	5
2.1.2 Klangfarbe, Mensur und Mündungskorrektur	8
2.1.3 Schallabstrahlung der Orgelpfeife	10
2.2 Möglichkeiten der Klangbeeinflussung	11
2.2.1 Intonation von Generator und Resonator	11
2.2.2 Wahl des Pfeifenmaterials	12
3 Luft- und Körperschall des akustischen Wellenleiters	15
3.1 Druckfelder im akustischen Wellenleiter	16
3.1.1 Akustische Flussimpedanz	16
3.1.2 Ausbreitung von Druckschwankungen	16
3.1.3 Längsresonanzen und Harmonische Teiltöne	17
3.1.4 Querresonanzen der Luftsäule im Rohrresonator	19
3.2 Elliptische Querschnittsoszillation	21
3.2.1 Definition der elliptischen Schwingungsform	21
3.2.2 Schallabstrahlung des lateralen Quadrupols	23
3.3 „Atmende“ Querschnittsoszillation	25
3.3.1 Schallabstrahlung des „atmenden“ Rohres	25
3.3.2 Veränderung des Pegels der harmonischen Teiltöne	26
3.4 Untersuchte Rohrresonatoren	26
3.4.1 Historische Bedeutung des „Ausdünnens“	27
3.4.2 Untersuchte Pfeifenserien: 4 mal 10 Pfeifen	28
4 Psychoakustische Wahrnehmung	31
4.1 Pfeifenserie 1	31
4.1.1 Methodik der psychoakustischen Analyse	31
4.1.2 Wahrnehmbarkeit unterschiedlicher Rohrresonatoren	33

4.2	Pfeifenserie 2	34
4.2.1	Methodik der psychoakustischen Analyse	34
4.2.2	Wahrnehmbarkeit unterschiedlicher Rohrresonatoren	35
4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	35
5	Messungen in schallreflexionsarmer Messbox	37
5.1	Praktische Realisierung eines störschallfreien Direktschallfeldes	37
5.1.1	Abmessungen und Material der Messbox	38
5.1.2	Schalldämpfung mittels porösem Absorber	39
5.1.3	Überprüfung der Schalldämpfung	41
5.1.4	Schalldämmung der Messbox	42
5.1.5	Überprüfung der Schalldämmung	43
5.2	Versuchs- und Messtechnik	45
5.2.1	Gebläse, Windbalg und Windlade	45
5.2.2	Mikrofone und Vorverstärker	46
5.2.3	Soundkarte	47
5.2.4	Computer	49
5.3	Messung des emittierten Luftschalls	49
5.3.1	Messaufbau	49
5.3.2	Messvorgang	51
6	Emittierter Luftschall	53
6.1	Analyse der Messungen	53
6.1.1	Eingesetzte Software	54
6.1.2	Bestimmung des Pfeifenspektrums	54
6.1.3	Getrennte Betrachtung klangrelevanter Spektralkomponenten	56
6.1.4	Harmonische Teiltöne	58
6.1.5	Grundfrequenz der Pfeifen	58
6.1.6	Nicht-harmonische Spektralanteile	58
6.2	Differenzen des Klangs einer Pfeife bei wiederholtem Anblasen	60
6.2.1	Harmonische Teiltöne	61
6.2.2	Grundfrequenz	61
6.3	Klangunterschiede nominell baugleicher Pfeifen	62
6.3.1	Harmonische Teiltöne	62
6.3.2	Nicht-harmonische Komponenten	63
6.4	Einfluss von Resonatorprofil und Material	63
6.4.1	Harmonische Teiltöne	65
6.4.2	Nicht-harmonische Komponenten	66
6.4.3	Grundfrequenz	66
7	Dynamische Veränderung der Pfeifenquerschnittsfläche	71
7.1	Detektion von Rohroszillationen mittels piezoelektrischer Sensoren	72
7.1.1	Funktionsweise und Eigenschaften der Sensortechnik	72
7.1.2	Beeinflussung der Oszillation durch die Sensortechnik	74
7.2	Messung der Querschnittsoszillationen von Orgelpfeifen	75

7.2.1	Untersuchung elliptischer Querschnittsschwingungen	75
7.2.2	Nachweis „atmender“ Querschnittsschwingungen	76
7.2.3	Vergleich „atmender“ Querschnittsschwingungen nominell baugleicher Orgelpfeifen	78
7.2.4	Veränderung des Grundtonpegels durch das „Atmen“	80
8	Akustische Kopplung zweier benachbarter Orgelpfeifen	83
8.1	Grundmechanismen	84
8.1.1	Schallgenerierung der Orgelpfeife	84
8.1.2	Synchronisation zweier Oszillatoren	85
8.2	Messung und Physikalische Modellierung	86
8.2.1	Ergebnisse	86
8.2.2	Strömungsmodell	90
8.2.3	Kopplungsstärke	92
9	Zusammenfassung und Ausblick	95
A	Grund- und Wellengleichungen von Schallfeldern	101
B	Auswahl akustischer Schallfeldgrößen	105
C	Abgestrahlte Schallfelder	109
D	Messrelevante Schallfeldphänomene	113
E	Schallabsorption	119
F	Schalltransmission an der Trennwand	123
G	Psychoakustik	125
H	Datenblätter	127
	Formelzeichen und Symbole	131
	Abbildungsverzeichnis	133
	Tabellenverzeichnis	139
	Literaturverzeichnis	141
	Publikationen	157

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Thematischer Hintergrund

Der Orgelbau blickt auf eine über zweitausendjährige Geschichte zurück. Seine Wurzeln liegen im 2. Jahrhundert vor Christus (Reichert, 1995). Das Musikinstrument Orgel entwickelte sich innerhalb einer Zunft, die ihre Kenntnisse behütet und von Generation zu Generation weiterreicht. Erst in den letzten Jahrzehnten kam es zu einer wissenschaftlichen Diskussion über das im Laufe der Jahrhunderte entwickelte Verständnis der Orgelfunktion. Einige Teilbereiche dürfen als geklärt eingestuft werden, während andere weiterhin umstritten sind. Übereinstimmung zwischen Orgelbaupraxis und Forschung besteht darin, dass für die grundlegende Klangfarbe des Orgelpfeifentons (Tonhöhe, spektrale Hüllkurve) das Zusammenspiel von Labium (dem Generator) und Rohrresonator entscheidend ist. Deren Eigenschaften werden durch die Geometrie des Labiums und die Mensur der Pfeife festgelegt (Fletcher u. Thwaites, 1983; Lottermoser, 1983a,b; Fletcher u. Rossing, 1998). Eine Diskrepanz zwischen den Auffassungen des Orgelbauers und den Erkenntnissen der Wissenschaft besteht im Bereich der Einflussmöglichkeiten von Profil und Material der Rohrresonatorwandung auf den Klang der Pfeife. Dieser Teilbereich der Orgelforschung ist Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit.

Dem Material der Orgelpfeife spricht der Orgelbauer eine große Bedeutung für den Klang zu. Mit der Auswahl der eingesetzten Legierung kann der durch Mensur und Labiumgeometrie bestimmte Pfeifenklang feinfühlig beeinflusst werden. Diese Ansicht wird von der Wissenschaft kaum unterstützt. Zwar gibt es vergleichende Untersuchungen von Pfeifen verschiedenen Materials, die zu eindeutigen Klangunterschieden führten, jedoch verhindern dabei ebenfalls gegebene Formunterschiede der Pfeifen eine eindeutige Ergebniszuordnung (Lottermoser u. Meyer, 1964). Die Mehrzahl der älteren Untersuchungen zum Thema streitet Materialeinflüsse ab oder stuft sie als vernachlässigbar ein (Glatter-Götz, 1935; Lottermoser, 1937; Boner u. Newman, 1940; Fletcher u. Rossing, 1998; Miklós u. Angster, 2000).

Die Geometrie der Wand des Rohrresonators wurde bisher vor allem unter den Aspekten von Pfeifenstabilität und Kosteneinsparung diskutiert. Die Gründe dafür sind historischer Art. Zu Zeiten des Barock stellte der Materialpreis für die Blei-Zinn-Legierung der Pfeifen den größten Kostenanteil an einer Orgel dar. Aus diesem

Grunde war es üblich Material einzusparen, indem vor dem Fertigstellen des Röhrenkörpers die Platte mit geeigneten Werkzeugen abgeschabt wurde (Leuthold, 1996; Zscherpel u. Zierenberg, 2002). Dabei wurde die Plattendicke vom Labium zur Mündung hin reduziert. Man spricht vom „Ausdünnen“. So entsteht ein konisches Wandungsprofil der Rohrresonatoren. Folge dieser Materialeinsparung ist weiterhin eine Gewichtsabnahme des Rohrresonators und damit eine geringere Belastung des Fußes der Orgelpfeife. Die Langzeitstabilität der Pfeife steigt dadurch (Jakob, 1998). – Doch sind dies alle Gründe für das Ausdünnen der Orgelpfeifen? Orgeln aus dem Barock besitzen häufig ausgedünnte Pfeifenregister. Die bekanntesten Orgelbauer von Registern mit einer solchen Wandungsbehandlung sind sicherlich Gottfried Silbermann und Arp Schnitger, mit erhaltene Instrumenten z.B. in Freiberg bzw. Hamburg (Leicht, 2002; Ahrend, 1993). Das Klangbild dieser Orgeln wird heutzutage insbesondere für die Musik aus dieser Zeit, aber z.T. auch in allgemeinen Betrachtungen, als ideal angesehen. Orgelliebhaber, Orgelbauer und andere Musikinteressierte sagen den so behandelten Registern ein besonders leichtes, helles und prägnantes Klangbild nach. Dieser besondere Klang soll sich durch das Ausdünnen der Pfeifen ergeben (Zscherpel u. Zierenberg, 2002).

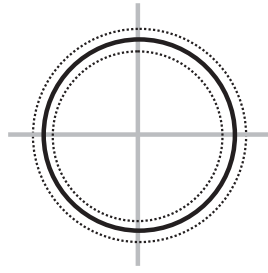
Ursache einer möglichen Beeinflussung des Klangs durch Material und Rohrresonatorprofil der Orgelpfeife sind die mit beiden Größen verbundenen Oszillationen des Pfeifenkörpers. Der Pfeifenkörper wird zur physikalischen Beschreibung seiner Resonatorfunktion als steif und bewegungslos angenommen (u.a. Lottermoser (1983a); Fletcher u. Rossing (1998); Miklós u. Angster (2000)). Damit wird bereits eine gute Übereinstimmung von Messung und Theorie erreicht. Da diese Vorgabe der Bewegungslosigkeit nicht vollständig zutrifft, kann durch einfaches Berühren einer tönenden Metallpfeife überprüft werden. Die Frage ist, ob die Oszillationen des Pfeifenkörpers den Klang in bedeutendem Maße beeinflussen?

Erste Untersuchungen dazu durch Backus u. Hundley (1966) lehnten, so die Pfeife aufgrund mangelnder Stabilität nicht kollabiert, eine klangliche Bedeutung materialabhängiger Vibrationen ab. Eine Nachweis der Oszillationen gelang mittlerweile mehrfach (Angster u. a., 1991; Runnemalm u. a., 1999). Ein wichtiger klanglicher Einfluß von Pfeifenkörperoszillationen ist nach wie vor umstritten und wird als nur in Ausnahmefällen möglich eingestuft (Nederveen u. Dalmont, 2004).

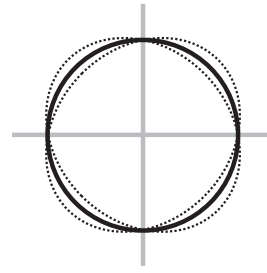
1.2 Motivation und Zielstellung

Material- und wandungsprofilabhängige Oszillationen können den Klang der Pfeife auf zweierlei Weise beeinflussen. Zum einen ist eine direkte Schallabstrahlung durch die Pfeifenoberfläche denkbar. Zum anderen ändert sich mit einer solchen Oszillation die Form des Rohrresonators, was wiederum das interne Schallfeld verändert und so den abgestrahlten Schall beeinflussen kann.

Die Oszillation des Pfeifenkörpers zeigt eine dominierende Schwingungsform, eine elliptische Verformung des Querschnitts, welcher damit akustisch einem lateralen Quadrupol entspricht (Abb.: 1.1(b)). Die Möglichkeit einer Schallabstrahlung durch diese Bewegung der Pfeifenoberfläche ist sehr beschränkt. Zum einen ist die Aus-



(a) Atmende Oszillation, Kugelstrahler 0-ter Ordnung



(b) Elliptische Oszillation, Kugelstrahler 2-ter Ordnung

Abbildung 1.1: Oszillationsformen der Pfeifenquerschnittsfläche: (a) atmend als akustischer Monopol und (b) elliptisch, im Sinne eines akustischen lateralen Quadrupols.

lenkung im Bereich einiger μm sehr gering und zum anderen ist der Quellcharakter des Quadrupols nur bei hohen Frequenzen zu einer Abstrahlung in das Fernfeld fähig. Für Frequenzen, deren Wellenlänge λ kleiner als der Rohrradius r ist, wird nur akustische Blindleistung erzeugt. Antrieb der Oszillationen ist der hohe Druck der Luftsäulenresonanzen im Pfeifeninneren¹. Diese besitzen die typische sinusförmige Struktur stehender Wellen mit ausgeprägten Minima und Maxima. Ein klarer Bezug der Amplitude der elliptischen Oszillation zum Verlauf der Anregungskraft entlang des Pfeifenkörpers konnte nicht nachgewiesen werden. Beobachtet wurden Biegemoden mit mehreren Knotenpunkten entlang der Länge der Pfeife (Angster u. a., 1991; Runnemalm u. a., 1999).

Eine mögliche Veränderung des abgestrahlten und wahrgenommenen Luftschalls lässt sich besser durch eine „atmende“ Oszillation des Pfeifenquerschnitts erreichen (Abb.: 1.1(a)). Eine solche Bewegungsform stellt den deutlich effizienteren akustischen Quellmechanismus dar. Da auch im Fall einer solchen Oszillationsform von einer geringen Auslenkung auszugehen ist, ist trotz besserer Abstrahlung der Oberfläche zu überprüfen, ob diese hörbar wäre. Eine solche Oszillation würde sich auch auf die inneren Luftsäulenresonanzen auswirken, wodurch wiederum der abgestrahlte Luftschall beeinflusst werden würde. Ein Absinken der Grundfrequenz und eine Abnahme des Pegels der harmonischen Teiltöne wären die Folgen eines Atmens des Pfeifenkörpers. – Demnach lassen sich die resultierenden Fragestellungen der Arbeit wie folgt formulieren:

1. Schlagen sich Unterschiede im Wandungsprofil des Rohrresonators subjektiv wahrnehmbar auf den Pfeifenklang nieder?
2. Sind Unterschiede im Wandungsprofil des Rohrresonators im abgestrahlten Luftschall objektiv messbar?
3. Kann eine „atmende“ Oszillation des Pfeifenquerschnitts als Ursache der Unterschiede des Pfeifenklangs nachgewiesen werden?

¹Dessen radiale, winkelunabhängige Ausrichtung auf die Pfeifeninnenwand ist der Grund, dass keine Querschnittsschwingung in Form eines lateralen Dipols (Kugelstrahler 1-ter Ordnung) auftritt.

4. Wie hängt dieses Atmen mit dem Druckverlauf der internen Luftsäulenresonanzen zusammen?

Zur Klärung dieser Fragestellungen wurden psychoakustische Untersuchungen, Luft- und Körperschallmessungen durchgeführt, ausgewertet und interpretiert. Der Aufbau der Dissertation soll im folgenden kurz erläutert werden.

1.3 Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit setzt sich mit den Einflussmöglichkeiten des Profils der Rohrresonatorwandung auf den Klang der Orgelpfeife auseinander. Ein allgemeine Erklärung der Funktion der Orgelpfeife erfolgt in Kapitel 2.1. Die durch mögliche Oszillationen der Orgelpfeife zu erwartenden Veränderungen der Schallabstrahlung sind klein. Die Einflussmöglichkeiten verschiedener Oszillationsformen werden gemeinsam mit einer detaillierten Betrachtung der Funktion des Rohrresonators in Kapitel 3 beschrieben.

Großer Wert wird auf statistisch sichere Untersuchungen gelegt. Ein Einzelvergleich von Pfeifen wird daher nicht durchgeführt werden, sondern jeder Testpfeifentyp wird von mehreren Vertretern repräsentiert (Kap. 3.4). Schwankungen, die aufgrund von Handfertigung und Intonation der Pfeifen nicht völlig ausgeschlossen werden können, werden dadurch statistisch erfassbar. Vier Testpfeifentypen sind Gegenstand der Betrachtungen. Sie alle sind nominell gleich, d.h. von gleicher Mensur. Die eine Hälfte der Pfeifen besteht aus einer stark zinnhaltigen, die andere aus einer stark bleihaltigen Legierung. Beide Materialgruppen bestehen jeweils zur Hälfte aus Pfeifen mit einem parallelen Wandungsprofil des Rohrresonators, d.h. die Stärke der Resonatorwand ist konstant. Die andere Hälfte ist in der beschriebenen Art „ausgedünnt“. Ihre Rohrresonatoren besitzen ein konisches Wandungsprofil. Durch dieses speziell angefertigten Testpfeifen ist eine klare Aussage zur Ursache auftretender Unterschiede möglich, da alle anderen Kenngrößen der Pfeifen identisch sind.

Eine psychoakustische Untersuchung soll am Beispiel beider Legierungen grundlegend verifizieren, ob der innerhalb dieser Materialgruppen gegebene Unterschied im Wandungsprofil des Rohrresonators subjektiv wahrnehmbar ist (Kap. 4). Dazu wurde ein Hörtest entwickelt. Eine objektive Untersuchung des abgestrahlten Luftschalls schließt sich an. Die dazu konzipierte schallreflexionsarme Messbox wird in Kapitel 5 vorgestellt. Die Ergebnisse der darin durchgeführten Luftschallerfassung sind in Kapitel 6 aufgeführt. Die einzelnen Klangmerkmale der Orgelpfeife, wie Grundfrequenz, Pegel der harmonischen Teiltöne und nicht-harmonische Spektralanteile werden dabei getrennt diskutiert. Ein möglicher Quellmechanismus vorhandener Unterschiede wird nun verfolgt. Mit einer neuartigen Messtechnik auf der Basis von piezoelektrischen Polymerfilmen wird eine atmende Oszillation des Pfeifekörpers experimentell untersucht (Kap.: 7). Während der Untersuchung der Kopplung von Luftschwingungen in der Pfeife mit den Oszillationen des Pfeifenkörpers stellte sich die Frage der Kopplung der Pfeifen untereinander. In einer abschließenden Untersuchung wird in Kapitel 8 überprüft, auf welche Art zwei Orgelpfeifen, die sich in geringen Abstand zueinander befinden, interagieren.

Kapitel 2

Allgemeine Betrachtung der Labialpfeife

Die Orgelpfeife als schallgebender Baustein der Orgel erscheint auf den ersten Blick als ein recht einfaches Instrument, ist ihr Aufbau doch deutlich weniger komplex als beispielsweise der einer Klarinette. Nicht so jedoch die physikalische Funktionsweise der Orgelpfeife. Details von Funktionsprinzipien und damit verbundener optimaler Einsatz bei der Musikwiedergabe- und interpretation beschäftigen Instrumentenbauer, Musiker und Forscher seit Jahrhunderten.

Zu der in dieser Arbeit angestrebten Diskussion der Einflüsse leichter Variationen von Material und Wandungsprofil des Rohrresonators auf den Klang der Orgelpfeife, ist als Basis ein Verständnis über deren prinzipielle Funktionsweise unabdingbar. Es wird im folgenden versucht dieses anschaulich aufzubauen. Für genauere Informationen werden Literaturverweise gegeben. Zusammenfassende Betrachtungen der Physik der Orgelpfeife sind zu finden in Coltman (1968); Fletcher (1976a); Fletcher u. Thwaites (1983); Miklós u. Angster (2000); Lottermoser (1983a,b); Fletcher u. Rossing (1998).

2.1 Grundmechanismen der Labialpfeife

In diesem Abschnitt wird erklärt, wodurch der Orgelpfeifenton entsteht. Zuerst wird die Frage der Anregung durch die Strömung am Kernspalt (den Generator des Systems) betrachtet. Da diese eng an die Eigenschaften des Rohrresonators gekoppelt ist, wird dessen Bedeutung für den Schwingungsaufbau anschließend verdeutlicht. Die Diskussion der Abstrahlung der Schwingungsenergie schließt diese Übersicht über die Funktionsmechanismen der Orgelpfeife ab.

2.1.1 Generator–Resonator–Kopplung

Es ist für das Verständnis der Orgelpfeife notwendig, das Prinzip der Wechselwirkung von Generator und Resonator zu verstehen. Die Tonhöhe der Pfeife wird hauptsächlich durch die oberhalb des Labiums vom Pfeifenkörper eingeschlossene Luftsäule, den Rohrresonator, bestimmt. Die notwendige Energie für die Luftbewegungen

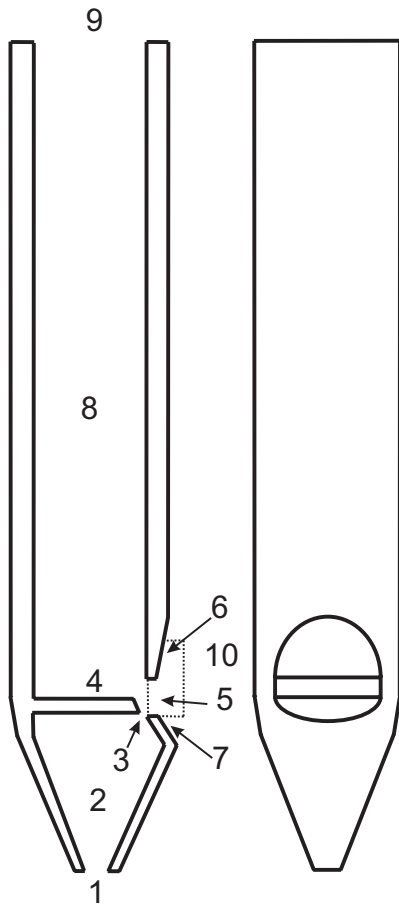


Abbildung 2.1: Frontansicht und Schnittdarstellung einer labialen Orgelpfeife. 1. die Fußöffnung, 2. der Pfeifenfuß, 3. der Kernspalt, 4. der Kern. Der Bereich des Labium mit: 5. dem Aufschnitt, 6. dem Oberlabium, 7. dem Unterlabium. Sowie 8. der Rohrresonator und 9. die Mündung. Evtl. sind als Intonationshilfe zwei Stimmhilfen angebracht 10.

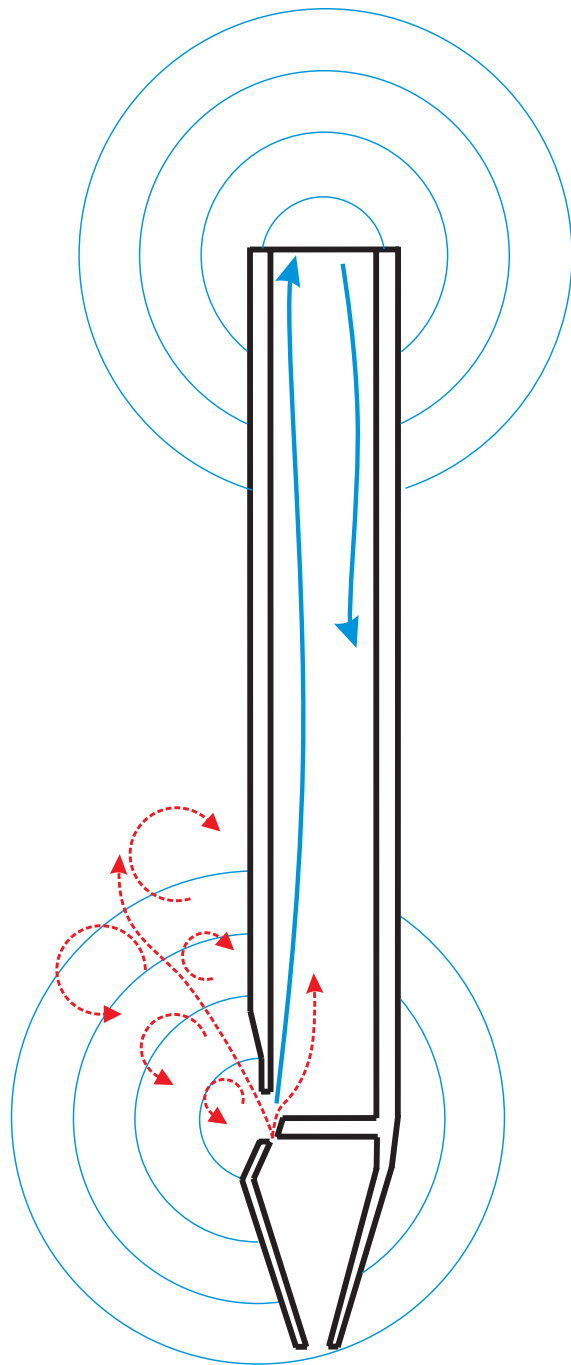


Abbildung 2.2: Strömung (- - -) Druckimpuls (—) und Skizze der Schallabstrahlung (o) der Labialpfeife.

im Resonator wird durch den vom Kernspalt her einströmenden „Wind“ geliefert. Er entsteht durch einen Überdruck gegenüber dem atmosphärischen Luftdruck in der Windlade. Die meisten Register sind für einen Windruck von rund 70 mmWS ausgelegt, der Überdruck ist also ausgesprochen gering¹. Generator und Resonator gemeinsam beeinflussen das Klangbild der Pfeife und sind stark gekoppelt. Der zeitliche Ablauf einer Tonbildung wird nachstehend beschrieben.

Beim Öffnen des Pfeifenventils dringt der Wind in den Pfeifenfuß ein, tritt aus diesem über den schlitzförmigen Kernspalt wieder aus und löst dadurch sofort einen Druckimpuls aus, welcher sich im Pfeifeninneren zur Mündung hin in etwa mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzt². Der tatsächliche Geschwindigkeitswert hängt von den gegebenen Eigenschaften der Luft (Temperatur, relative Luftfeuchtigkeit und Luftdruck), aber auch von der Reibung der oszillierenden Luftpartikel an der Innenwand des Rohrresonators ab (Bohn, 1988). Die Strömung aus dem Kernspalt mit winddruckabhängigen typischen Geschwindigkeiten von $u \sim 30$ m/s und der von ihr ausgelöste Druckimpuls sind getrennt zu betrachten (Pitsch u. a., 1997; Fabre u. Hirschberg, 2000)! Die Strömung selbst trifft kurz nach ihrem Austritt aus dem Kernspalt auf das Oberlabium³. Das Phänomen eines hörbaren Schneidentons kann dabei (kurzzeitig) eintreten, ähnlich dem von einer Strömung durch einen schmalen Spalt hervorgerufenen „Pfeifen“ (Coltman, 1976; Nolle, 1983a). Der im Rohrresonator aufwärts wandernde Druckimpuls hat, bedingt durch den Geschwindigkeitsunterschied, nun das obere (bei den betrachteten Pfeifen offene) Ende, die Pfeifenmündung, erreicht.

An der Pfeifenmündung entfällt für den Druckimpuls die begrenzende Wirkung der Pfeifenwandung. Eine plötzliche allseitige Ausdehnung des im Rohr geführten Druckimpulses tritt ein, was wiederum einen Unterdruck in der Mündungsebene zur Folge hat⁴. Durch das Streben nach Druckausgleich wird dieser Impuls vom höheren Druck in die Pfeife hineingezogen und bewegt sich nun in der Pfeife zurück zum Labium. Im Moment seines Eintreffens am Labium zieht dieser Unterdruckimpuls die Luftströmung dort in die Pfeife hinein. Erneut entsteht ein Überdruckimpuls in der Pfeife, welcher sich zur Mündung hin fortpflanzt (Zagyva u. a., 1993).

Dieser Prozess verläuft nach einigen Durchgängen ohne weitere Veränderungen und die Pfeife hat ihren stationären Klang erreicht (Paál u. a., 1997a,b). Während der Einschwingphase sind, die psychoakustische Wahrnehmung prägende, Anblasge-

¹Anzutreffende Druckwerte liegen, je nach Registertyp und Orgel, im Bereich von 50 bis 250 mmWS, rund 500 bis 2500 Pa entsprechend. Der zweite Druckwert darf als sehr hoch gelten und kommt nur bei den seltenen Hochdruckregistern zur Anwendung.

²Die Strömung und damit der Klangeinsatz, lässt sich beispielsweise beeinflussen durch: laminarisierende Einkerbungen im Kern (Angster u. a., 1997) oder auch durch den Öffnungswinkel am Kernspalt, der die Strömungsrichtung vorgibt (Segoufin u. a., 2000).

³Mit zunehmendem Abstand vom Labium wird die Strömung turbulent und es bilden sich Wirbel. Deren Verhalten ist für die Kopplung der Pfeifen untereinander relevant und wird in Kapitel 8.2.2 Diskussionsgegenstand.

⁴Außerhalb der Mündung herrscht nicht mehr die akustische Impedanz innerhalb des Rohrresonators, sondern nun die des freien Schallfeldes. Durch diesen Sprung des Impedanzwertes kommt es zu einer partiellen Reflexion des Impuls mit einer Phasenumkehrung. Dies wird detailliert in Kap. 3.1.3 beschrieben.

räusche zu hören (Trendelenburg, 1936; Caddy u. Pollard, 1957; Fletcher, 1976b). Sie sind ihrerseits von der Dynamik und Stabilität des anregenden Winddrucks und dessen Einfluss auf die Strömung abhängig (Nolle u. Finch, 1992).

Nach dem Einschwingen beginnt die, auch als „Luftblatt“ bezeichnete, dem Kernspalt entweichende Strömung gleichförmig (harmonisch) zu pendeln (Fletcher u. Douglas, 1980). Man kann vom selbsterregten Oszillator sprechen, da die Energiezufuhr zum System durch das eigene Luftblatt geschieht, ein jedes Mal wenn es durch die von der Mündung zurückkehrenden Unterdruckimpulse ins Resonatorinnere gezogen wird (Meyer, 1961; Cremer u. Ising, 1967). Visualisierungen dieses Prozesses erstellten Adachi (1999) und Yoshikawa (1996). Die Länge eines solchen kompletten Schwingungsvorgangs entspricht der Zeitdauer, die der Druckimpuls für die komplette Strecke Labium–Mündung–Labium benötigt. Sie entspricht einer Wellenlänge des abgestrahlten Luftschalls. Daher lässt sich die Wellenlänge des Grundtons der Pfeife durch Verdopplung der Pfeifenlänge abschätzen⁵.

2.1.2 Klangfarbe, Mensur und Mündungskorrektur

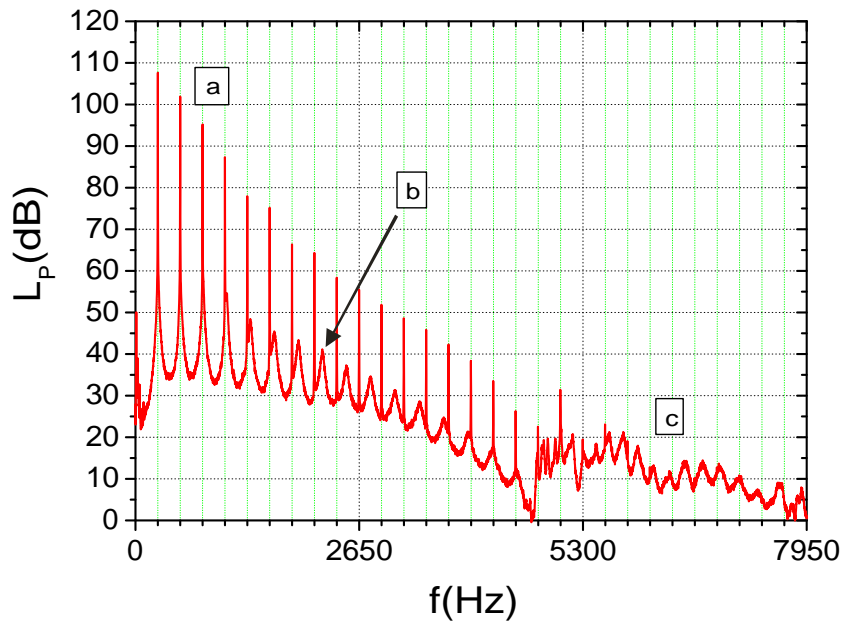
Strahlt eine Orgelpfeife im eingeschwungenen Zustand Schall ab, so ist die wahrgenommene Klangfarbe vom Amplitudenverhältnis der einzelnen harmonischen Teiltöne zueinander abhängig. Zur Diskussion sind einige Begriffe klar zu definieren. Die Frequenz des Grundtons, auch als erster Teilton bezeichnet, entspricht sowohl der musikalischen Tonhöhe der Pfeife als auch der Bewegungsfrequenz des am Labium in den Rohrresonator schwingenden Luftblattes. Nur im Falle einer reinen Sinusschwingung würden keine weiteren harmonischen Komponenten existieren. Dies ist bei einer realen Orgelpfeife nicht der Fall und auch nicht erwünscht, da reine Sinustöne nicht die Ausdrucksstärke eines harmonischen Teiltonspektrums entwickeln können. Durch den periodischen Charakter der Luftblattschwingung werden nur ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz angeregt und treten als weitere spektrale Komponenten auf. Wodurch lässt sich der Pfeifenklang in Form des Amplitudenverhältnisses dieser Komponenten beeinflussen?

Eine jede Orgel besteht aus mehreren Pfeifenregistern, wobei innerhalb eines Registers eine konstante Klangfarbe angestrebt wird. Diese wird beeinflusst von der Mensur der Pfeife, welche durch das Verhältnis von Durchmesser und Länge der Pfeife gegeben ist („Weitenmensur“)⁶. Es ist bekannt, dass schmale Pfeifen hell klingen und im Klang eher einer Geige ähneln, weite Pfeifen hingegen etwas wärmer, der Flöte gleich, erscheinen. Wie entsteht dieser Einfluß der Mensur? Dazu muss zwischen den erzwungenen Schwingungen und den Eigenschwingungen der Luftsäule im Rohrresonator unterschieden werden⁷. Wird die Pfeife angeblasen, handelt es sich um einen angetriebenen Resonator, es werden die Grundresonanz und exakte Vielfa-

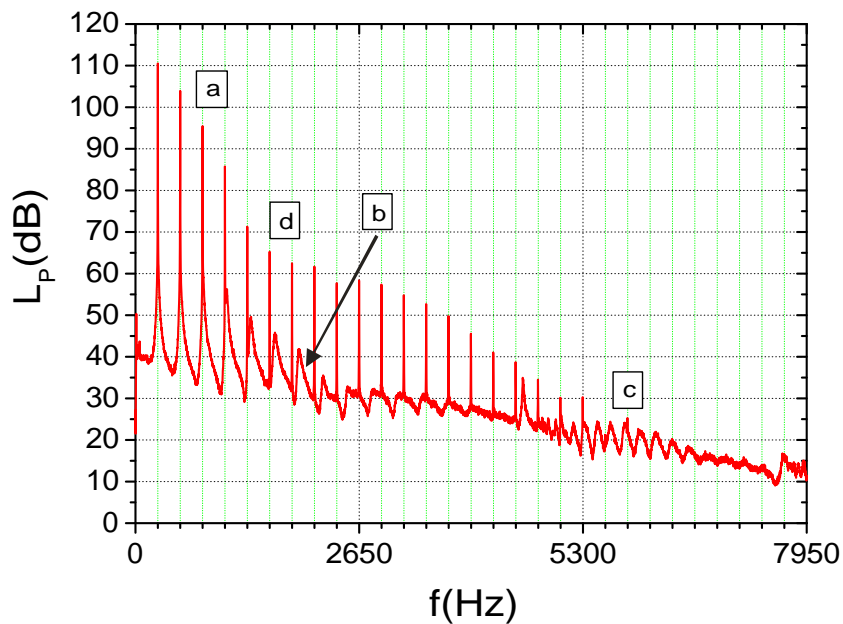
⁵Nur überschlägig, da hier Mündungskorrekturen noch nicht berücksichtigt sind!

⁶Durch Abweichung von der zylindrischen Form des Resonators kann die Klangfarbe noch weiter verändert werden.

⁷Trotz gleicher Namensgebung ist streng zu unterscheiden zwischen den *mechanischen* Eigenresonanzen der zylindrischen Rohrstruktur des Resonators und den im folgenden diskutierten Eigenschwingungen (Längsresonanzen) der Luftsäule im Rohrresonator!



(a) Messung an der Mündung



(b) Messung am Labium

Abbildung 2.3: Spektrum des emittierten Schalls der Orgelpfeife an der Mündung (a) und am Labium (b). Zu erkennen sind: **a** die harmonischen Teiltöne, **b** die Längsresonanzen (Eigenresonanzen) und **c** die Querresonanzen der Luftsäule im Rohrresonator. Im Bereich **d** ist weiterhin die Absenkung im Verlauf der Teiltöne am Labium sichtbar.

che davon generiert. Von anderer Art sind die Eigenfrequenzen des Rohrresonators. Wird ein beidseitig offenes Rohr der Länge L mit unterschiedlichen Frequenzen ange-regt (z.B. durch einen Lautsprecher) so stellt sich nicht nur, wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, bei der Frequenz $f = c/(2 \cdot L)$ eine als Verstärkung des hör-baren Schalls wahrnehmbare Resonanz ein, sondern auch bei höheren Frequenzen kommt es durch Übereinstimmung der Zeittakte von anregendem Luftblattsignal und intern reflektiertem Druckimpuls zu einer solchen Lautstärkezunahme. Es stel-len sich Längsresonanzen höherer Ordnung ein (Wolf, 1965a,b). Schon bei frühen Untersuchungen fiel auf, dass die Länge des Rohrresonators nicht exakt der halben abgestrahlten Wellenlänge des Grundtons entspricht, sondern kürzer ist. Die sich bei der Längsresonanz des Grundtons ausbildende stehende Welle ist etwas länger als der doppelte Längenwert des Rohrresonator selbst. Bei tiefen Frequenzen ist auf dessen Länge ein Mündungskorrekturwert aufzuschlagen (Meyer, 1961; Angster u. Miklós, 1992; Dalmont u. a., 2001). Mit steigender Frequenz nimmt dieser Effekt ab. Die Eigenresonanzen des Rohrresonators liegen dadurch nicht in einem exakt ganzzah-ligen Verhältnis zueinander, sondern ihr Abstand nimmt, abhängig von der Stärke der Mündungskorrektur, mit der Frequenz leicht zu, wie insbesondere in Abbildung 2.3(a) (Markierung b) gut zu erkennen ist. Durch die mit zunehmender Frequenz sinkende Wellenlänge kann im Falle der höheren internen Längsresonanzen nicht mehr von der Ausbildung einer perfekten ebenen longitudinalen Schallwelle entlang der Resonatorlängsachse ausgegangen werden. Reibungsverluste nehmen zu, was zu einer geringeren Güte höherer Eigenresonanzen und damit zu schwächerer Ausprä-gung der höheren harmonischen Teiltöne führt (Miklós u. Angster, 2000, S.613). Die Deckung des streng harmonischen Anregungssignals des Luftblattes am Labium mit den in der Frequenz zunehmend weiter auseinander liegenden Eigenresonanzen der Luftsäule im Resonator wird mit steigender Frequenz schlechter. Verbunden mit der abnehmenden Güte der Eigenresonanzen entsteht das bekannte Spektrum der Or-gelpfeife, in dem der Teiltonpegel mit zunehmender Ordnung abnimmt. Dies ist in Abbildung 2.3 sowohl am Labium als auch an der Mündung sehr gut erkennbar.

Es ist nun klar, dass der Klang, in Form des Amplitudenverhältnisses der einzel-nen harmonischen Teiltöne zueinander, von der Mensur abhängt. Das darin festge-legte Verhältnis von Durchmesser und Länge der Pfeife ist in der Praxis jedoch nicht für alle, möglichst gleichklingenden Pfeifen eines Registers konstant. Eine leichte Zu-nahme des Durchmessers ist mit steigender Tonhöhe festzustellen. Grund dafür ist die mit abnehmendem Durchmesser wachsende Güte der höheren Eigenresonanzen des Rohrresonators, die den Reflexionsvorgang optimiert und zu einer verstärkten Hochttonabstrahlung innerhalb der höheren Tonlagen eines Pfeifenregisters führen würde. Diesem Effekt wird durch eine leichte Mensurerweiterung zu höheren Tönen hin entgegengewirkt (Leuthold, 1996).

2.1.3 Schallabstrahlung der Orgelpfeife

Die Schallabstrahlung einer offenen labialen Orgelpfeife ist durch die Kohärenz der beiden Schallquellen, Labium und Mündung, komplex. Deren Schallabstrahlung ist bei den ungeraden Teiltöne gleichphasig und bei den geradzahligem Teiltönen gegen-

phasig (Angster u. Miklós, 1998). Dadurch können sich starke Interferenzen ergeben, insbesondere wenn die Quellstärke an Labium und Mündung gleich ist. Der Schallfluß, als Produkt aus Schallschnelle und Fläche, ist am Labium, in der Pfeife und an der Mündung gleich. Daher deckt sich die Quellstärke beider Öffnungen, obwohl sie sich in der Fläche deutlich unterscheiden (Coltman, 1969). Das Abstrahlverhalten beider Quellen ist frequenzabhängig: Für tiefe Frequenzen (die Teiltöne niedriger Ordnung), bei denen die Abmessung der beiden Öffnungen kleiner als die abgestrahlte Wellenlänge ist, wird eine Kugelwelle abgestrahlt. Mit steigender Frequenz setzt eine Bündelung der Schallabstrahlung senkrecht zur Öffnungsebene ein (Levine u. Schwinger, 1948; Franz u. a., 1969).

Diese Frequenzabhängigkeit der Phasenlage und des Abstrahlverhaltens von Labium und Mündung führt zu einem ausgeprägten räumlichen Interferenzmuster der Schallabstrahlung der Orgelpfeife. Da sich Orgeln nicht in Freischallfeldern, sondern in Räumen mit schallreflektierendem Verhalten befinden, überlagert sich die direkte Abstrahlung der Pfeife mit den Reflexionen des Raumes, was zu einem diffusen Schallfeld mit weitestgehend ausgeglichenem Klangeindruck führt. Dieser ist innerhalb der Kirche relativ unabhängig von Frequenz und Hörposition.

2.2 Möglichkeiten der Klangbeeinflussung

Basierend auf dem Grundverständnis der Funktionsweise der labialen Orgelpfeife wird nun noch die Bedeutung von Intonation und Materialwahl für den Pfeifenklang geklärt.

2.2.1 Intonation von Generator und Resonator

Beim Neubau des Pfeifenwerkes einer Orgel werden die Pfeifen in der Werkstatt des Orgelbauers vollständig zusammengefügt und damit in ihren akustischen Grundeigenschaften (Tonlage, Register) vorbestimmt. Da die Raumakustik am späteren Einsatzort der Orgel einen bedeutenden Anteil am Klangbild hat und außerdem leichte Form- und damit Klangveränderungen der Pfeife während des Transports nicht auszuschließen sind, erfolgt eine Feinabstimmung der Pfeifen erst vor Ort im eingebauten Zustand. Man spricht hierbei von der Intonation. Durch gezieltes, geringes Verändern der Geometrie im Bereich des Labiums lässt sich die anregende Strömung zur Beeinflussung der Klangfarbe in ihren Eigenschaften verändern. Auch eine Änderung der akustisch wirksamen Länge des Rohrresonators zum Zwecke der Frequenzabstimmung wird während der Intonation durch Abwickeln der Stimmhilfe⁸ durchgeführt (u.a. Mercer (1951); Ising (1970); Nolle (1983b)).

Im anregenden oszillierenden Luftstrahl, können durch gezielte Intonation verstärkt ungerade Teiltöne erzeugt werden. Dazu wird die Lage des Oberlabiums über dem Kernspalt durch feinfühliges Hinein- oder Hinausbiegen verändert. Ziel ist ein gleichmäßiges Schwingen des Luftblattes bezüglich des Oberlabiums. Dieses stellt bei optimaler Position den Nulldurchgang der Oszillation dar. Das Anregungssignal

⁸ein Einschnitt auf der Rückseite des Rohrresonators

beinhaltet damit verstärkt ungerade Vielfache der Grundfrequenz, was sich auch im letztendlich abgestrahlten Luftschall niederschlägt (Elder, 1978; Nolle, 1979; Dequand u. a., 2003).

Für Flötenregister ist eine starke Dämpfung der höheren Teiltöne erforderlich, um den warmen Flötenklang zu erreichen. Dies kann auf zweierlei Art geschehen. Zum einen kann eine relativ breite Mensur angewandt werden (\hookrightarrow Kap. 2.1.2), zum anderen kann dies durch einen hohen Aufschnitt erreicht werden. Der Aufschnitt ist der eigentliche Bereich der Öffnung am Labium (\hookrightarrow Abb. 2.1, S.6). Er wird während der Herstellung der Pfeife im Bereich des Labiums eingeschnitten. Durch ein vergleichsweise großes Höhe/Breite-Verhältnis des Aufschnitts von ca. 1/2 hat die Luftströmung eine größere Wegstrecke bis zum Auftreffen auf das Oberlabium zurückzulegen. Auf diesem Weg wird sie diffus, was zu einem weniger „harten“ Aus- und Einschwingen des Luftblattes in den Resonator führt. Dieser wird dadurch mit deutlich abgeschwächten höheren harmonischen Signalkomponenten angeregt.

Ein niedriger Aufschnitt wird bei Prinzipalpfeifen (1/4) und ein noch geringeres Verhältnis kommt bei Streicherregistern zum Einsatz (Ising, 1969). Bei beiden Registertypen ist ein weit zum Pfeifeninneren hin verschobenes Oberlabium erforderlich, um gerade und ungerade harmonische Teiltöne möglichst gleichmäßig anzuregen. Diese Positionierung des Oberlabiums in der Mitte der Strömung führt zu einer Verlängerung der Zeitdauer, bis ein stabiles Schwingen der Strömung (des Luftblattes) einsetzt. Eine langsame, sanfte Ansprache dieser Register ist die Folge.

2.2.2 Wahl des Pfeifenmaterials

Dem eingesetzten Material kommt beim Orgelpfeifenbau traditionell eine hohe Bedeutung zu (Jakob, 1998; Reichling, 2001). Zum einen ist zwischen der weniger verbreiteten Holzpfeife und ihrem Pendant aus Metall zu unterscheiden. Erstgenannter wird dabei der deutlich „rundere“ Klang zugesprochen⁹. Zum anderen wird innerhalb der Metallpfeifen die Zusammensetzung der Blei/Zinn-Legierung zum Zwecke der Klangbeeinflussung feinfühlig variiert. Dies führt, durch die unterschiedlichen Phasenübergänge beim Verfestigen der Blei/Zinn-Schmelze, nachweislich zu Unterschieden der Materialstruktur (Warlimont, 2002). Die Grundregel des Orgelbauers bei der Legierungsauswahl könnte in der Art formuliert werden: je höher der Bleigehalt, desto wärmer der Klang.

Welche Anforderungen werden an das Material gestellt? Offensichtlich muss es die Stabilität besitzen, um einen jahrzehntelangen Einsatz zu überstehen. Dafür ist bei Holzpfeifen eine größere Wandungsstärke nötig als bei Metallpfeifen. Ebenso steht die Frage der praktikablen Verarbeitung des Materials. Dies ist der Grund warum Holzpfeifen, deren Ausgangsmaterial schlecht biegbare Holzplatten sind, im Querschnitt quadratisch sind und Pfeifen aus besser verformbarem Metall rund¹⁰.

⁹Innerhalb der Gruppe der Holzpfeifen wird ein klanglicher Einfluss verschiedener Holzarten erstaunlicher Weise nicht diskutiert!

¹⁰Auch in diesem Fall existieren Ausnahmen: so bietet die Firma Alexander Schuke Potsdam Orgelbau GmbH Blockflötenregister an. Diese bestehen aus normalen Blockflöten mit einer runden Querschnittsfläche, besitzen aber jeweils nur ein, der Tonhöhe angepasstes, Griffloch.

Mit der Wahl des Materials sind auch die Möglichkeiten der Feinabstimmung des Klangs durch Intonation verbunden. Bei fertig zusammengefügt Holzpfеifen sind sie deutlich beschränkter als bei Metallpfеifen, deren Rohr sich auch im aufgebauten Zustand noch leicht verbiegen oder mit einem Messer schneiden lässt. Miller (1909) untersuchte Pfеifen verschiedenen Materials mit *quadratischem* Querschnitt und stellte deutliche Unterschiede fest. Dies verwundert nicht, da eine solche Querschnittsform gegenüber einer radial angreifenden inneren Druckkraft eine geringere Stabilität aufweist als die Kreisform. Damit gewinnen Materialeinflüsse immens an Bedeutung. Aus eben diesem Grund wird ein quadratischer Pfеifenquerschnitt beim Pfеifenbau, die dickwandigen Holzpfеifen ausgenommen, vermieden, was der Untersuchung die Praxisrelevanz raubt. Werden ähnliche Experimente mit einem runden Rohrresonator durchgeführt, ergeben sich andere Aussagen. Boner u. Newman (1940) änderten mit Hilfe einer speziellen Konstruktion nur das Material des runden Rohrresonators. Sie entdeckten nur geringe Unterschiede und hielten als Ergebnis unter anderem fest, dass es „insbesondere schockierend war, von einer Pfеife mit einem Körper [Rohrresonator, d.A.] aus Packpapier einen solch schönen Prinzipalton zu vernehmen“ („It was particularly shocking to hear a good diapason tone from a pipe with its cylinder made of wrapping paper.“ (Boner u. Newman, 1940, S.83)). An dieser Arbeit ist zu hinterfragen, ob die entdeckten Unterschiede von einigen Dezibel im Schalldruckpegel der Teiltöne wirklich als vernachlässigbar eingestuft werden können, wie Boner und Newman schlussfolgerten, oder ob sie von psychoakustischer Bedeutung sind!

Im Vergleich zur Bedeutung der Schallabstrahlung an Labium und Mündung für den Klang der Orgelpfеife kann der Einfluss des Materials als gering eingestuft werden. Dies resultiert aus der stabilitätsbedingten Notwendigkeit ausreichender Materialstärke, welche ihrerseits durch ihre flächenbezogene Masse die Schwingungsamplitude steuert und diese sowie mögliche klangliche Folgen im Allgemeinen sehr gering hält. Diese Oszillationen und deren Möglichkeiten einer Klangbeeinflussung werden in Kapitel 3 ausführlich diskutiert.

Kapitel 3

Luft- und Körperschall des akustischen Wellenleiters

Es wird vielfach aufgeführt, dass das Material, aus dem die Pfeife besteht, einen Einfluss auf deren Klang hat (Helmholtz, 1981; Miller, 1909; Lottermoser u. Meyer, 1964; Jakob, 1998). Durch objektive Messungen wurde nachgewiesen, dass bei gleichen Abmessungen Unterschiede zwischen verschiedenen Materialien bestehen (\leftrightarrow Kap.: 2.2.2), die in ihrer Stärke den Ton jedoch deutlich weniger beeinflussen als dies durch unterschiedliche Mensur (\leftrightarrow Kap.: 2.1.2) oder Intonation (\leftrightarrow Kap.: 2.2.1) geschieht.

Eine Veränderung des Orgelpfeifenklangs durch Material und Rohrresonatorprofil der Pfeife ist mit von diesen Größen beeinflussten Oszillationen der Pfeifenoberfläche verknüpft. Im Normalfall handelt es sich dabei um erzwungene Schwingungen (Ausnahme: \leftrightarrow Nederveen u. Dalmont (2004)). Bei näherer Betrachtung zeigen sich zwei Möglichkeiten, den Klang der Pfeife durch materialabhängige Vibrationen dieser Art zu beeinflussen:

- direkte Schallabstrahlung durch Schwingungen der Pfeifenoberfläche
- indirekte Beeinflussung des internen Schallfeldes durch die mit solchen Schwingungen verbundene Formveränderung der Labialpfeife

Ob solche Schwingungen mit ausreichender Amplitude entstehen, hängt nicht nur vom Material sondern vor allen Dingen auch von der Form des Rohrresonators ab. Dabei ist die angestrebte Kreisform des Querschnitts und die in der Praxis anzutreffende leicht elliptische Pfeifenquerschnittsform zu diskutieren¹ Dies und die damit möglichen Formen einer Schallabstrahlung werden in Kapitel 3.2 und 3.3 diskutiert.

Die anregende Kraft für diese Oszillation der Resonatoroberfläche stellen Resonanzen der Luftsäule im Resonatorinneren dar. Diese treten in Form von Längsresonanzen in einer Ebene senkrecht zur Längsachse, als auch axialsymmetrisch in Form von Querresonanzen auf. Sie werden einführend in Kapitel 3.1 erläutert.

¹Letztere ergibt sich durch die bei Anfertigung und Lagerung auf den Pfeifenkörper einwirkenden Kräfte.

3.1 Druckfelder im akustischen Wellenleiter

3.1.1 Akustische Flussimpedanz

Schalldruck wird durch die Bewegung von Luftmolekülen generiert. Diese Bewegungen erfahren in Fluiden einen Widerstand. Dadurch kommt es zu einer Druckbildung. Im freien Schallfeld handelt es sich dabei um die Akustische Feldimpedanz Z_F (\leftrightarrow B.3). Zur Beschreibung der Schallausbreitung in Rohren dient die akustische Flussimpedanz Z_A . Sie ergibt sich aus dem Quotienten von Schalldruck p und Schallfluss q .

$$\underline{Z}_A = \frac{p}{q} \quad (3.1)$$

Sie beschreibt den Widerstand, der sich einer Schallausbreitung im akustischen Wellenleiter entgegen setzt (\leftrightarrow B.4).

3.1.2 Ausbreitung von Druckschwankungen

Der erste Schritt zur Beschreibung der Eigenschaften des Rohrresonators ist dessen Modellierung als Rohr mit folgenden Eigenschaften (Benade, 1968; Fletcher u. Rossing, 1998):

- | | | |
|------------------------------------|-------------------|---|
| 1. unendliche Rohrlänge | \Leftrightarrow | keine Reflexionen |
| 2. zueinander parallele Innenwände | \Leftrightarrow | ortsunabhängige Ausbreitungsbedingungen |
| 3. glatte Innenwände | \Leftrightarrow | keine Reibungsverluste |
| 4. steife Resonatorwand | \Leftrightarrow | kein Wandbewegung |
| 5. thermisch isolierende Wände | \Leftrightarrow | kein Temperatenausgleich |

Unter diesen Vorbedingungen hat die Wand *keinen Einfluß* auf die Wellenfronten einer internen perfekten Longitudinalwelle. Eine solche eindimensionale longitudinale Druckwelle hat dann die Form:

$$p(x, t) = p \cdot e^{j(-kx + \omega t)} \quad (3.2)$$

Mit diesem Druckverlauf lässt sich der Schallfluß q herleiten (\leftrightarrow B.2). Im hier betrachteten Falle einer sich parallel zur Wellenleiterwand ausbreitenden Longitudinalwelle ist die Schnelle aller Luftpartikel einer Querschnittsebene mit der Fläche S gleichphasig (Skudrzyk, 1954; Müller u. Möser, 2004). Der Schallfluss vereinfacht sich zu:

$$q = v \cdot S \quad (3.3)$$

Die benötigte Schallschnelle ist das Verhältnis von Schalldruck p zur akustischen Schallkennimpedanz $Z_0 = \rho_0 \cdot c$. Dabei ist ρ_0 die atmosphärische Dichte der Luft in der Pfeife und c die Schallgeschwindigkeit:

$$v = \frac{p}{Z_0} = \frac{p}{\rho_0 \cdot c} \quad (3.4)$$

Daraus folgt:

$$q = \frac{S}{\rho_0 \cdot c} \cdot p \quad (3.5)$$

Unter Berücksichtigung der in Gl. 3.2 formulierten Zeit- und Ortsabhängigkeit des Schalldrucks ergibt sich für den Schallfluss im akustischen Wellenleiter:

$$q(x, t) = \left(\frac{S}{\rho c} \right) \cdot p(x, t) = \left(\frac{Sp}{\rho c} \right) e^{j(-kx + \omega t)} \quad (3.6)$$

Dies stellt nur die Abhängigkeit von der Längenkoordinate x im Rohr dar, und ist nur bei einer parallel zur Wellenleiterwand verlaufenden Druckwelle ausreichend. Für kürzere Wellenlängen $\lambda/2 < d$ (d Durchmesser des Rohrresonators) setzen Querresonanzen ein, siehe Kap. 3.1.4.

3.1.3 Längsresonanzen und Harmonische Teiltöne

Bei Orgelpfeifen ist der Rohrresonator nicht von unbegrenzter Länge, sondern ein *endliches Rohr*. Daher können für seine Modellierung folgende Annahmen gemacht werden: die Pfeife erstreckt sich von $x = 0$ bis $x = L$, die akustische Abschlussimpedanz bei $x = L$ ist Z_A . Der Druck in der Pfeife ist die Überlagerung einer vor- und einer rückwärts laufenden Welle. Diese beiden Wellen haben die komplexen Amplituden A und B .

Diese beiden innerhalb des Pfeifenkörpers gegenläufigen Wellen können entlang der Länge x zu einem festen Zeitpunkt mit: $p_A = Ae^{-jkx}$ und $p_B = Be^{jkx}$ beschrieben werden. Ihre zeitunabhängige Summe ist:

$$p(x) = \{ Ae^{-jkx} + Be^{jkx} \} \quad (3.7)$$

An einem festen Punkt im Bereich $0 \leq x \leq L$ folgt der zeitliche Druckverlauf $p(t, x = konst.)$ einer Sinus-Funktion $e^{j\omega t}$. Damit ergibt sich für den Druckverlauf innerhalb der Pfeifen abhängig vom Ort x und der Zeit t :

$$p(x, t) = \{ Ae^{-jkx} + Be^{jkx} \} \cdot e^{j\omega t} \quad (3.8)$$

Von dieser Druckbeschreibung im Pfeifenkörper ausgehend wird nun über die Schallschnelle der Schallfluss bestimmt.

$$q = \frac{S \cdot p}{Z_0} = \frac{S}{\rho_0 c} \cdot p(x, t) = \frac{S}{\rho_0 c} \{ Ae^{-jkx} - Be^{jkx} \} \cdot e^{j\omega t} \quad (3.9)$$

Allgemein ist beim Übergang von einem Medium 1 in ein Medium 2 der Betrag des Reflexionsfaktors r vom Verhältnis der Impedanzen bestimmt (\leftrightarrow D.1.1).

$$\frac{Z_2}{Z_1} = \frac{1 + r}{1 - r} \quad \text{nach } r \text{ aufgelöst:} \quad (3.10)$$

$$r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.11)$$

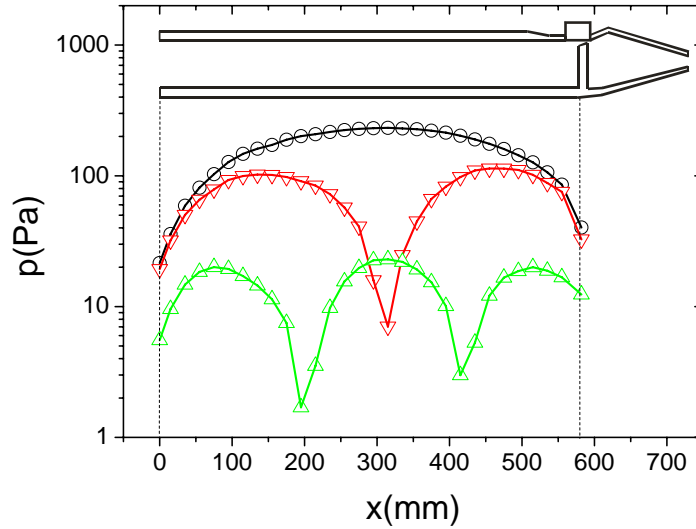


Abbildung 3.1: Messung der Druckverteilung der ersten (\circ), zweiten (∇) und dritten (Δ) Längsresonanz der Luftsäule im Rohrresonator.

Medium 1 ist hier das Schallfeld in der Orgelpfeife vor der Mündung ($x < L$), beschrieben durch die dortige akustische Flussimpedanz

$$\underline{Z}_A = \frac{p}{q} = \frac{p}{v \cdot S} = \frac{Z_0}{S} = \frac{\rho_0 c}{S} \quad (3.12)$$

Medium 2 ist hier das Schallfeld an der Mündung ($x = L$), mit der akustische Feldimpedanz $\underline{Z}_0 = \rho_0 c$. Daraus folgt für den Reflexionsvorgang an der Mündung:

$$r = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \quad (3.13)$$

Der Reflexionsfaktor r beschreibt auch das Amplitudenverhältnis von reflektiertem Schalldruck p_r zu einfallendem Schalldruck p_e (\leftrightarrow D.1.1). Für das Verhältnis der Impedanzen und Schalldrücke an der Mündung ergibt sich:

$$\frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} = r = \frac{p_r}{p_e} \quad (3.14)$$

Der reflektierte Schalldruck ist $p_r = B \cdot e^{jkx}$, der einfallende Schalldruck ist $p_e = A \cdot e^{-jkx}$.

$$r = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} = \frac{B}{A} \cdot e^{-2jkx} \quad (3.15)$$

Aus dem Verhältnis von Z_A zu Z_0 lässt sich für den Reflexionsvorgang folgendes erkennen:

1. wenn $Z_A = Z_0 \Rightarrow \underline{r} = 0$ Keine Reflexion!
2. wenn $Z_A \rightarrow 0 \Rightarrow \underline{r} \rightarrow -1$ Vollständige phasenverkehrte Reflexion!
3. wenn $Z_A \rightarrow \infty \Rightarrow \underline{r} \rightarrow 1$ Vollständige Reflexion in Phase!

Das Leistungsverhältnis wird durch das Quadrat des Reflexionsfaktors r beschrieben. Reflektierte und einfallende Schallleistung bilden damit das Verhältnis:

$$\rho = r^2 = \left[\frac{B}{A} \cdot e^{-2jkx} \right]^2 = \left[\frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \right]^2 \quad (3.16)$$

In der Praxis tendiert die offene Orgelpfeife zum 2. beschriebenen Fall. Der Wert von Z_A ist deutlich geringer als Z_0 , erreicht aber nicht den Wert Null, wodurch ein (sehr kleiner) Anteil der Energie an den beiden Öffnungen abgestrahlt wird (Causeé u. a., 1984; Dudley u. Strong, 1990; Amir u. a., 1993).

Eine Messung des internen Schalldruckes im Rohrresonator ist in Schritten von 1 cm entlang der mittleren Längsachse mit einem 1/8-Zoll Mikrofon durchgeführt worden. Das Mikrofonsignal wurde über einen Vorverstärker einem Spektralanalysator zugeführt und die Pegelwerte der harmonischen Teiltöne ausgelesen. Die Ergebnisse sind, zum Zwecke der Übersichtlichkeit nur für die ersten drei Teiltöne, in Abbildung 3.1 dargestellt. Die theoretisch vorhergesagte Struktur mit den Vielfachen von $\lambda/2$ ist klar erkennbar. Aufgrund der Mündungskorrektur ist an den Öffnungen der Pfeife das Druckminimum noch nicht erreicht, es liegt etwas außerhalb. Die gebildeten stehenden Wellen erreichen Schalldruckpegelwerte von bis zu 140 dB (230 Pa entsprechend)!

3.1.4 Querresonanzen der Luftsäule im Rohrresonator

Die Annahme einer rein parallelen Druckfortpflanzung zur Wellenleiterwand ist nur beschränkt gültig. Mit steigender Frequenz f , muss die Problematik dreidimensional betrachtet werden und die Wellengleichung ist in die Zylinderkoordinaten (r, ϕ, x) zu übertragen. Dabei ist r der Abstand von der Symmetrieachse in der Rohrmitte, ϕ der Winkel in der senkrechten Ebene zur Symmetrieachse und x die Entfernung auf der Symmetrieachse. Wird $r = a$ als Radius des Rohres angenommen und dieses als perfekt steif definiert, ist die Randbedingung

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad \text{bei } r = a \quad (3.17)$$

Es kommt zu keiner Druckänderung orthogonal zur Wand. Die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten (siehe auch Kap.: C.3) ist

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (3.18)$$

und besitzt Lösungen der Form

$$p_{mn}(r, \phi, x) = p_{\sin}^{\cos}(m\phi) J_m \left(\frac{\pi q_{mn} r}{a} \right) \exp [j(-k_{mn} x + \omega t)] \quad (3.19)$$

dabei ist J_m eine Besselfunktion und q_{mn} ist definiert durch die Randbedingung in Gleichung 3.17, so dass die Ableitung $J_m(\pi q_{mn})$ am Punkt $r = a$ Null ist.

Die sich in den Querschnittsebenen bildenden Schwingungsmoden des Schalldrucks p besitzen in Abhängigkeit vom Radius r und dem Winkel ϕ Muster mit

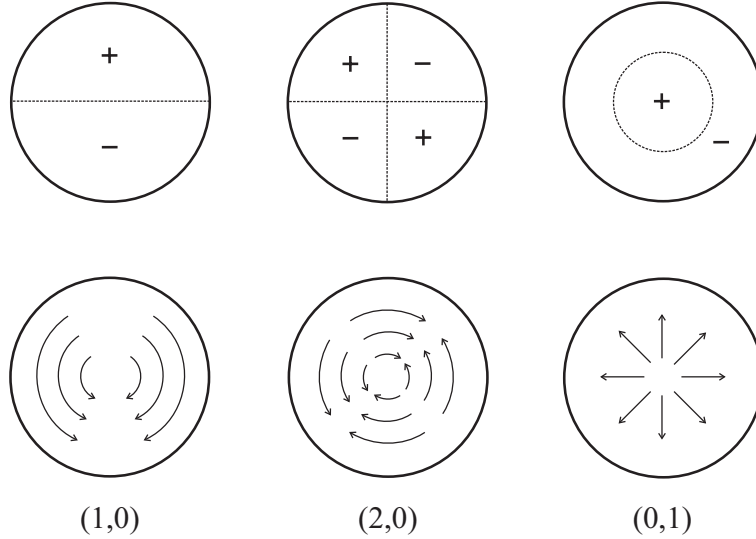


Abbildung 3.2: Druckverteilung (+, -) und Richtung der Luftpartikelbewegung (→) für die ersten drei Querresonanzen in der Luftsäule des Rohrresonators (Fletcher u. Rossing, 1998).

n Kreisen der Schwingungsknoten und m Knotenachsen², siehe Abb. 3.2. Zur Bestimmung der entsprechenden Frequenzen wird die Wellenzahl k_{mn} der Mode (m, n) durch Einsetzen von Gleichung 3.19 in Gleichung 3.18 gewonnen, dies ergibt

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = \left(\frac{\pi q_{mn}}{a}\right)^2 \quad (3.20)$$

Während sich also ebene Schallwellen³ mit $m = n = 0$ mit $k = k_{00} = \omega/c$ fortbewegen, gilt dies nicht für die höheren Moden. Zur Bildung einer höheren Schwingungs-mode (m, n) muss die Frequenz höher liegen als der kritische Wert

$$\omega_k = \frac{\pi q_{mn} c}{a} \quad (3.21)$$

Für Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz ω_k wird $k(m, n)$ imaginär und die Dämpfung in Gleichung 3.19 nimmt exponentiell mit dem Abstand zu. Moden unterhalb der Frequenz ω_k werden somit in ihrer Amplitude stark abgeschwächt.

Abbildung 3.2 zeigt die Druckverteilung und die Richtung des resultierenden Druckimpulses der ersten drei bei steigender Frequenz einsetzenden Querresonanzen: die $(1, 0)$ -Mode, mit einer einzigen Achse der Schwingungsknoten bei $\omega_k = 1,84c/a$, die $(2, 0)$ -Mode, mit zwei senkrecht auf einander liegenden Achsen der Schwingungsknoten bei $\omega_k = 3,05c/a$. Die erste axiale Mode ist $(0, 1)$ bei $\omega_k = 3,80c/a$. Höhere Schwingungsmoden in Form von Querresonanzen treten nur auf, wenn die anregende Frequenz in ihrer Wellenlänge kleiner als zwei Drittel des inneren Pfeifendurchmessers ist. In Abbildung 2.3 in Kapitel 2.1.2 ist das Spektrum an Labium und Mündung einer Pfeife mit einem Innendurchmesser von 22 mm abgebildet. Querresonanzen

² $(m, n) \in \mathbb{Z}$ definieren jeweils die Bereiche minimaler Druckschwankung (Schwingungsknoten) der Querresonanzen.

³und die von ihr verursachten Längsmoden (Längsresonanzen)

sollten ab rund 5 kHz eintreten. Dies bestätigt sich in der Messung, eine Vielzahl an Querresonanzen sind in Form von Überhöhungen geringer Güte im Spektrum auszumachen.

3.2 Elliptische Querschnittsoszillation

Innerhalb der Orgelpfeife kommt es durch die Bildung stehender Wellen zu sehr hohen Druckamplituden (\leftrightarrow Abb.: 3.1). Der Rohrresonator tendiert, um einen Ausgleich zwischen innerem und äußerem Druck zu erreichen, dazu, diesen Kräften zu folgen. Dies ist von seinem Material und seiner Rohrgeometrie anhängig. Nahe liegend ist hier eine Zunahme der Querschnittsfläche zu vermuten, im Sinne eines Kreises der im Radius und damit auch im Umfang zunimmt („atmet“). Diese Modellvorstellung wurde bereits vielfach verfolgt und bis jetzt als vernachlässigbar bzw. unzutreffend dargestellt (Miller, 1909; Glatter-Götz, 1935; Backus u. Hundley, 1966; Nederveen u. Dalmont, 1999). Sie soll aufgrund ihrer Bedeutung für eine direkte Schallabstrahlung des Pfeifenkörpers neu diskutiert werden.

Eine andere Schwingungsform des Pfeifenquerschnitts ist bereits mehrfach nachgewiesen worden. Da Orgelpfeifen handgefertigt sind, ist ihr Querschnitt kein exakter Kreis, sondern besitzt eher die Form einer Ellipse. Für diese geometrische Form ist eine dem inneren Druck folgende Querschnittsflächenveränderung auch ohne Umfangszuwachs möglich. Bei dieser Schwingungsform bleibt die Ellipse erhalten und ändert nur die Stärke ihrer Exzentrizität, indem sie mehr die Kreis- oder Ellipsenform annimmt (Heckl u. Ramamurti, 1979; Gautier u. Tahani, 1998a; Nederveen u. Dalmont, 2004). Beobachtet wurde diese Schwingungsform bereits von Runnemalm u. a. (1999). Sie trat bei den Frequenzen der harmonischen Teiltöne auf. Die Amplitude der Oberflächenoszillation zeigt dabei entlang der Orgelpfeife keinen Zusammenhang mit der des anregenden internen Schalldrucks der Luftsäulenresonanz.

Eine als Ausnahmefall zu betrachtende Möglichkeit einer sehr deutlichen Klangveränderung durch Oszillationen des Pfeifenkörpers („Wolfston“) wurde von Nederveen u. Dalmont (1999) entdeckt und sei hier erwähnt. Durch die Gleichheit der Frequenz des Grundtons mit der einer Körperresonanz kam es zu gekoppelten Schwingungen und zu periodischen Amplitudenvariationen im Klangbild (Schwebungen). Bei mechanischer Bedämpfung der Körperresonanz setzte die Schwebung wieder aus.

Es soll eine klare Trennung zwischen „atmenden“ und „elliptischen“ Oszillationen des Pfeifenquerschnitts erfolgen. Insbesondere die mit einer Flächenänderung verbundenen Oszillationen sollen aufgrund ihrer Bedeutung für eine direkte Schallabstrahlung der Pfeifenkörperoberfläche neu diskutiert werden. Darüber hinaus wird betrachtet, wie sich beide Schwingungsformen auf die dem Rohrresonator inneliegenden Luftsäulenresonanzen auswirken können.

3.2.1 Definition der elliptischen Schwingungsform

Die Ellipse ist der geometrische Ort aller Punkt einer Ebene, für die die Summe der Abstände von zwei Punkten konstant ist (Enzyklopädie Mathematik (1979));

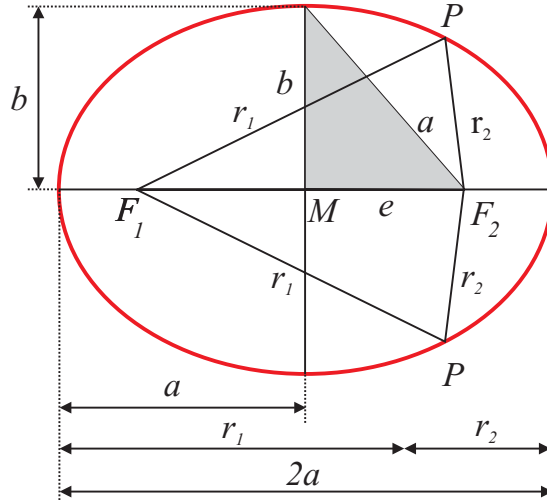


Abbildung 3.3: Aufbau und Merkmale der Ellipse.

Bronstein u. a. (2000) und Abb.: 3.3). Die festen Punkte heißen F_1 und F_2 , der Abstand r_1 bzw. r_2 eines Ellipsenpunktes P von ihnen ist der Radiusvektor. Die Länge des Abstandes jedes Brennpunktes vom Mittelpunkt M heißt lineare Exzentrizität $|MF_1| = |MF_2| = e$. Die Form der Ellipse ist durch zwei der Größen a, b oder e bestimmt. Diese sind verknüpft über

$$r_1 + r_2 = 2a \quad (3.22)$$

und

$$e^2 = a^2 - b^2 \quad (3.23)$$

Der Flächeninhalt einer Ellipse berechnet sich zu

$$A_E = \pi ab \quad (3.24)$$

Ein Kreis kann als Ellipse mit der Exzentrizität $e = 0$ angesehen werden, für die dann gilt $a = b = r_1 = r_2 = r$. Für eine Schallabstrahlung in Form eines akustischen Monopols, die durch Integration der Umfangsänderung über einen gewissen Längenabschnitt des Rohrresonators abgeschätzt werden könnte, muss der Umfang bekannt sein. Dieser berechnet sich zu

$$U = a \int_0^{2\pi} \sqrt{1 + e^2 \cdot \cos^2 t} dt \quad (3.25)$$

In diesem Integral sind a und e festgelegt und damit ist auch der Umfang einer Ellipse eindeutig gegeben. – Es ist zusammenfassend äußerst sorgsam mit dem Begriff einer elliptischen Querschnittsoszillation an Orgelpfeifen umzugehen. In der üblichen Formulierungsweise wird eine sich verändernde geometrische Form beobachtet, die ihren elliptischen Grundcharakter beibehält (Angster u. a., 1991; Runnemalm u. a., 1999; Angster u. Pitsch, 2003; Nederveen u. Dalmont, 2004)! Es handelt sich um eine Ellipse, die in ihrer Exzentrizität e mit der Zeit variiert $e = e(t)$, resultierend aus der Veränderung der beiden Halbachsen $a(t)$ und $b(t)$. Mit diesem Bewegungsablauf kann eine Umfangs- und/oder Querschnittsflächenveränderung verbunden sein, muss aber nicht.

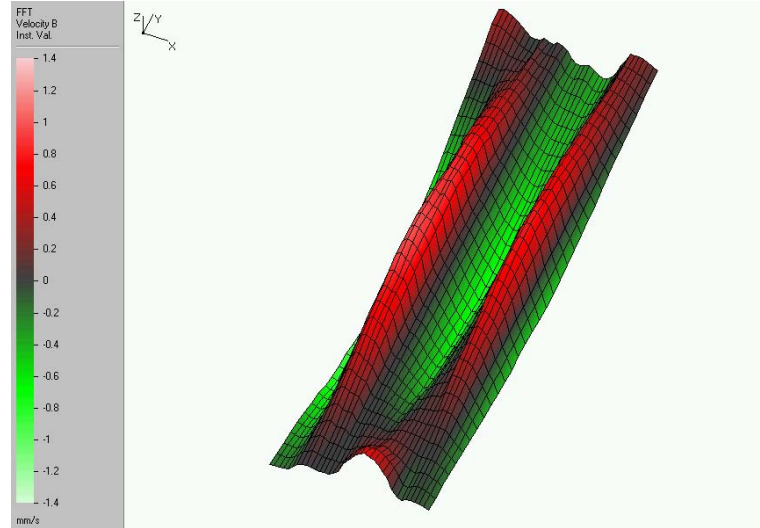


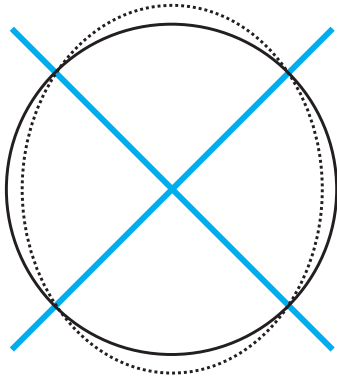
Abbildung 3.4: Schnelle der elliptischen Oberflächenschwingung als Maß der Auslenkung einer parallelwandigen Pfeifen im Frequenzbereich des ersten Teiltons. In der Abbildung ist die zylindrische Oberfläche des Rohrresonators plan dargestellt.

3.2.2 Schallabstrahlung des lateralen Quadrupols

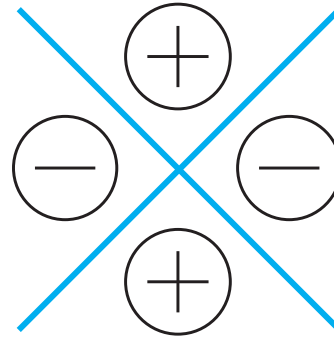
Eine Einzelmessung in Abbildung 3.4 illustriert die elliptische Schwingung des Querschnitts der Orgelpfeife. Diese kann auch ohne Volumenfluss (ohne Umfangsänderung) zu einer Schallabstrahlung führen (Peake, 1995). Selbige kann bestimmt werden, indem die elliptische Querschnittsschwingung als lateraler Quadrupol modelliert wird. Dies ist in Abbildung 3.5 skizziert. Durch die Überlagerung der Schallabstrahlung der vier aktiven Teilbereiche des lateralen Quadrupols kommt es zu einer Frequenzabhängigkeit der Schallabstrahlung. Entscheidend für die Effizienz der Umsetzung der gegebenen Schwingungsamplitude in Schalldruck ist das Verhältnis zwischen den Abmessungen der Querschnittsfläche (Radius R) und der Wellenlänge. Für tiefe Frequenzen mit $\lambda \gg R$ kommt es zu einem Druckausgleich zwischen den benachbarten, gegenphasig schwingenden Schwingungsbäuchen, wie in Abb. 3.6(a) dargestellt. Mit zunehmender Frequenz nimmt λ ab und es kommt für $\lambda \ll R$ zu einer gerichteten Abstrahlung im Bereich der Schwingungsbäuche, siehe Abb. 3.6(b). Für die dazwischen liegenden Bereiche geringer Oszillation, die Schwingungsknoten, tritt auch bei hohen Frequenzen ein Druckausgleich auf. Der Schalldruck, den das einzelne Querschnittselement der Länge Δl dazu beiträgt, ist

$$\underline{p} = -j \frac{k^3}{8\pi} \rho_0 c_0 \underline{Q} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin^2 \varphi \cdot \Delta l \quad (3.26)$$

Dabei stellt Q das einzelne Quadrupolmoment $Q = \underline{v}_o 4\pi R$, mit der Oberflächenschnelle \underline{v}_o dar. Die Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ geht mit der dritten Potenz in diese Gleichung ein. Damit ist ersichtlich, dass 1) die Effizienz der Schallabstrahlung des lateralen Quadrupols mit der Frequenz enorm steigt und 2) bei tiefen Frequenzen eine gegebene Oberflächenschnelle nur minimal in eine Schallabstrahlung ins Fernfeld umgesetzt wird.

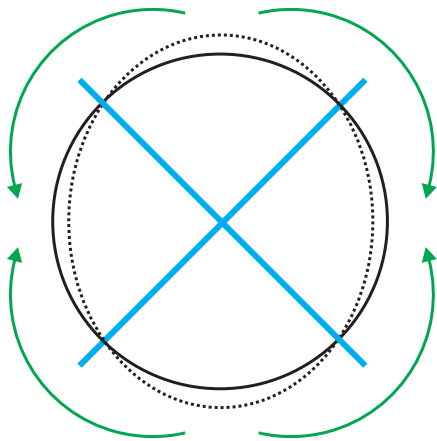


(a) Momentaufnahme einer elliptischen Querschnittsschwingung.

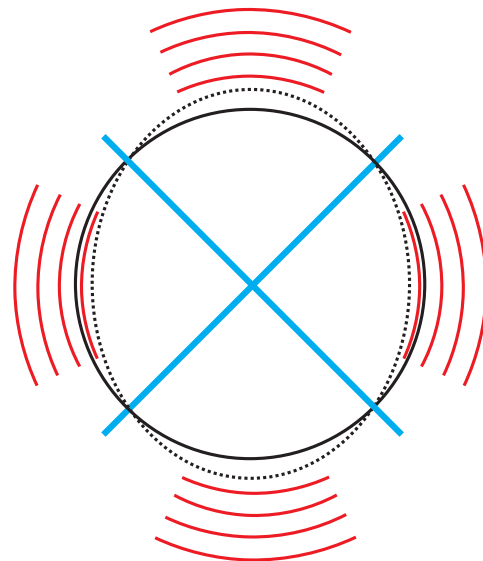


(b) Akustisches Modell der elliptischen Schwingung

Abbildung 3.5: Elliptische Querschnittsschwingung und deren akustisches Modell in Form eines lateralen Quadrupols aus einzelnen Monopolen. Die Schwingungsknoten sind blau markiert.



(a) Akustischer Kurzschluss zwischen den Bereichen der Schwingungsbäuche bei tiefen Frequenzen. Keine Schallabstrahlung in das Fernfeld.



(b) Gerichtete Schallabstrahlung in das Fernfeld im Bereich der Schwingungsbäuche. Dazwischen, im Bereich der Schwingungsknoten, Auslöschung.

Abbildung 3.6: Schallabstrahlung des lateralen Quadrupols bei (a) hohen und (b) tiefen Frequenzen. Die Schwingungsknoten sind blau markiert.

3.3 „Atmende“ Querschnittsoszillation

Eine „atmende“ Oszillation ist gleichzusetzen mit einer dynamischen Änderung der Querschnittsfläche des Rohrresonators. Diese Bewegungsform der Querschnittsfläche bildet, integriert über einen Abschnitt der Länge Δl des Rohrresonators, eine Fläche, welche Luftpartikel bewegt und die Fähigkeit zur Schallabstrahlung besitzt.

Dabei ist die Ausgangsform der oszillierenden Fläche von sekundärer Bedeutung, es ist unerheblich ob die Pfeife in Ihrer Querschnittsform einen perfekten Kreis oder einen Ellipse, mit geringer Exzentrizität e , darstellt. Entscheidend ist die dynamische Flächenveränderung integriert über die Rohrresonatorlänge.

3.3.1 Schallabstrahlung des „atmenden“ Rohres

Als Zylinderwellen bezeichnet man Wellen, deren Phasenflächen die Gestalt konzentrischer Zylinder um eine gerade, linienförmige Quellverteilung annehmen. Die Schallfelder realer stabförmiger Schallquellen der Länge l lassen sich in vielen Fällen als Zylinderwellen betrachten.

Mit der Annahme, dass die Feldgrößen nicht von der Winkelkoordinate φ und von z abhängen (unendlich lange, homogene Quelle: radialsymmetrisches Schallfeld), erhält man für die Wellengleichung in Helmholtzscher Form (\leftrightarrow Kap.: A.2):

$$\frac{\partial^2 \underline{F}(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{F}(r)}{\partial r} + k^2 \underline{F}(r) = 0 \quad (3.27)$$

Die Lösung dieser Gleichung kann in der Form

$$\underline{F}(r) = \underline{F}_1 \underline{H}_m^{(2)} + \underline{F}_2 \underline{H}_m^{(1)}(kr) \quad (3.28)$$

angegeben werden, wobei $\underline{H}_m^{(1)}$ und $\underline{H}_m^{(2)}$ die Hankelschen Funktionen 1. und 2. Art in m -ter Ordnung und \underline{F}_1 bzw. \underline{F}_2 Integrationskonstanten sind (Müller u. Möser, 2004; Bronstein u. a., 2000). Für radialsymmetrische Schallfelder ist $m = 0$. Im Nahfeld nimmt die Integrationskonstante \underline{F}_1 einen Wert an von

$$\underline{F}_1 = j \frac{p}{2} \nu_a a = \frac{j}{4} \underline{q}' \quad (3.29)$$

wobei a der Radius einer „atmenden“ zylinderförmigen Quelle, ν_a die Schnelle an deren Oberfläche und $\underline{q}' = 2\pi\nu_a = \underline{q}/\Delta l$ der zugehörige längenbezogene Schallfluß sind (Qaisi, 1989).

Bei radial symmetrischer Anregung eines solchen Atmens, durch die internen Längsresonanzen der Orgelpfeife, ist die Reaktion und damit die resultierende Abstrahlung sehr gering, da ein ideales Rohr einer solchen gleichmäßig angreifenden inneren Anregungskraft eine sehr hohe Stabilität entgegen setzt (Kuhn u. Morfey, 1976). Bei der breitbandigen Schallanregung wurde für hohe Frequenzen eine sogenannte Ringdehnfrequenz entdeckt, bei welcher die Schalldämmung der Rohrhülle stark abnahm und eine atmende Schwingung der mechanische Rohrstruktur von Heckl (1958) vermutet wurde.

3.3.2 Veränderung des Pegels der harmonischen Teiltöne

Die atmende Oszillation des Rohrresonators, hervorgerufen durch den hohen inneren Druck, wirkt auf diesen zurück. Bei gleicher Anregung entwickeln die stehenden Wellen in einem völlig unnachgiebigen Wellenleiter eine höhere Druckamplitude als im Falle eines Nachgebens des (atmenden) Wellenleiters. Unter der Voraussetzung eines adiabatischen Prozesses gilt für den Zusammenhang von Druck und Volumen eines geschlossenen Gasvolumens

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad \text{bzw.:} \quad pV = \textit{konst} \quad (3.30)$$

Es kann von einem über die ganze Länge des Rohrresonators, vom tatsächlichen Druckwert der longitudinalen Luftsäulenresonanz im Rohrresonator unabhängigen, konstanten Verhältnis der atmenden Querschnittsfläche ΔS zum Ausgangswert S_0 ausgegangen werden. Diese Flächenzunahme führt dann zu einer Druckveränderung in der Pfeife von

$$\frac{p}{p_a} \sim \frac{S_0}{S - S_0} = \frac{S_0}{\Delta S} \quad (3.31)$$

Dabei stellt p den Druck im Pfeifeninneren dar, der gegeben wäre, sollte die Pfeife dem inneren Druck nicht nachgeben. Durch das Atmen sinkt der Druck auf den Wert p_a . Beim Vergleich verschiedener Pfeifen besteht das Problem darin, dass bei keiner Pfeife ein Atmen sicher ausgeschlossen werden kann. Somit sind die verschiedenen Amplituden des Atmens und ihr Einfluss auf den Schalldruckpegel zu vergleichen. Dazu wird davon ausgegangen, dass der ohne Atmen gegebene innere Druck p und die Fläche S_0 bei allen Probanden gleich ist. Nun kann aus dem Verhältnis der oszillierenden Flächen zweier Pfeifen deren Unterschied im Schalldruckpegel ΔL_p bestimmt werden:

$$\Delta L_p = 20 \log_{10} \frac{p_1}{p_2} = 20 \log_{10} \frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} \quad (3.32)$$

Diese Betrachtung ermöglicht, eine Korrelation des Schalldruckpegels der harmonischen Teiltöne mit der Amplitude des Atmens bei der entsprechenden Frequenz zu überprüfen.

3.4 Untersuchte Rohrresonatoren

In der vorliegenden Untersuchung wurde besonders darauf geachtet die Anzahl veränderlicher Größen minimal zu halten, um genaue Aussagen über die Ursache klanglicher Unterschiede der untersuchten Pfeifen treffen zu können. Zur Untersuchung der Einflüsse von Material und Rohrresonatorgeometrie auf den Klang der labialen Orgelpfeifen wurden 4 Gruppen von je 10 Labialpfeifen aus Blei-Zinn-Legierung mit Prinzipalmensur angefertigt. Damit besitzt jede der vier unterschiedlichen Pfeifen zehn Vertreter. Genaueres dazu ist im nächsten Kapitel aufgeführt. Diese Maßnahmen stellen sicher, dass entdeckte Unterschiede eindeutig den Wandungs- bzw. Materialunterschieden zugeschrieben werden können.

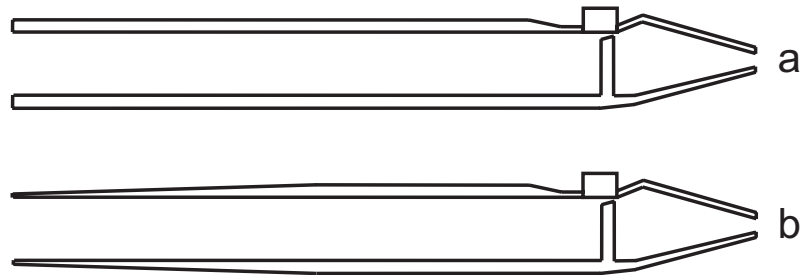






Abbildung 3.7: Schnitt durch die zwei verglichenen Labialpfeifen mit: mit a) parallelem und b) konischem („ausgedünntem“) Wandungsprofil (Profilunterschiede sind überbetont!).

In der Literatur zum Thema der Einflüsse von Material und Ausführung auf den Orgelklang werden meist einzelne („auffällige“) Probanden miteinander verglichen (Angster u. a., 1991; Nederveen u. Dalmont, 2004). Die dabei entdeckten und beschriebenen Eigenschaften können aufgrund der hohen Komplexität der Orgelpfeife nur schwer verallgemeinert werden, da nicht auszuschließen ist, dass es sich um Phänomene handelt, die nur bei dieser Pfeife auftauchen oder durch unbeabsichtigte Unterschiede entstanden. Dies ist insbesondere kritisch, wenn es, wie im vorliegenden Falle, um die Diskussion weniger stark ausgeprägter Eigenschaften geht. Erfahrene Orgelbauer weisen immer wieder darauf hin, dass große Klangveränderungen selbst durch kleinste Unterschiede bei Material, Geometrie oder Intonation entstehen können. In dieser Untersuchung wird durch den Vergleich von vier Testreihen mit jeweils zehn baugleichen Probanden eine hohe statistische Sicherheit der Aussagen ermöglicht. Weiterhin entsteht damit die einmalige Chance, innerhalb der Probandenreihen baugleiche Orgelpfeifen auf Unterschiede zu untersuchen.

3.4.1 Historische Bedeutung des „Ausdünnens“

Im Prozess der Orgelpfeifenherstellung werden Metallplatten gegossen und anschließend plan gehobelt. Die Pfeifen werden dann durch Zuschnitt, Aufrollen und Lötten zu Rohren gefertigt. Zu Zeiten des Barock und der Renaissance dominierten die Materialkosten im Orgelbau, insbesondere für die teure Blei/Zinn-Legierung der Pfeifen. Daher ist ein ökonomischer Vorteil durch eine Materialeinsparung interessant für den Orgelbauer. Eine solche Verbrauchsminderung an Blei und Zinn konnte durch das „Ausdünnen“ der Pfeifenwandung erreicht werden. Den Metallplatten wurde dazu während des Hobelns von Hand ein keilförmiges Profil beigebracht, so dass die resultierende Wandungsstärke des Rohrresonators vom Labium zur Mündung hin abnimmt (Abb.: 3.7). Diese Technik spart nicht nur Geld, sondern verbessert auch die Langzeitstabilität der Pfeifen, da die Belastung des Pfeifenfußes durch die Masse der Pfeife sich auf diese Weise bei Pfeifen mittlerer Tonlage und Größe um 25% und bei Basspfeifen um bis zu 50% senken lässt (Zscherpel u. Zierenberg, 2002). Es sind Fälle dokumentiert in denen der Pfeifenfuß im Laufe der Zeit von der zu großen Masse des (nicht ausgedünnten) Rohrresonators langsam zusammengefaltet wurde. Langsames Gleiten des Rohrresonators über die Lötnaht zum Pfeifenfuß und

Tabelle 3.1: Einordnung der untersuchten vier Labialpfeifentypen mit ihren je zehn Vertretern nach Material und Geometrie. Zusätzlich ist auch das im weiteren verwendete Symbol jedes Pfeifentyps abgebildet.

	Pfeifen-Material (Zinn/Blei-Legierung)	
Pfeifen-Geometrie	95%/4%-Zinn/Blei	33%/66%-Zinn/Blei
Konisches Wandungsprofil	10 Pfeifen ()	10 Pfeifen ()
Paralleles Wandungsprofil	10 Pfeifen ()	10 Pfeifen ()

damit über das Labium, wodurch der Aufschnitt stetig kleiner wird, traten ebenfalls durch zu hohe Resonator Masse auf (Jakob, 1998).

Die Diskussion, ob ein konisches Wandungsprofil auf Grund der Kosten, der Stabilität oder des besseren Klangs zum Einsatz kam, besteht schon länger. Erste Forschungen begannen bereits 1863, als Helmholtz die subjektive Wahrnehmung des Orgelpfeifenklangs in Abhängigkeit vom Material in seinem berühmten Werk *Lehre von den Tonempfindungen* beschrieb (Helmholtz, 1981).

3.4.2 Untersuchte Pfeifenserien: 4 mal 10 Pfeifen

Allgemeine Aussagen zu Eigenschaften von Orgelpfeifen auf der Basis von Einzelexemplaruntersuchungen sind schwierig. Durch die Handfertigung der Pfeifen ist es nahezu unmöglich, identische Pfeifen herzustellen, die dann auch klanglich völlig gleich sind. Um statistisch sichere Resultate zu erhalten, wurden vier Testpfeifentypen mit je zehn Vertretern von der Alexander Schuke Potsdam Orgelbau GmbH hergestellt. Diese 40 Testpfeifen wurden aus zwei verschiedenen Legierungen hergestellt: *Pfeifenserie 1*: 20 Pfeifen aus 95%/4% Zinn/Blei-Legierung und *Pfeifenserie 2*: 20 Pfeifen aus 33%/66% Zinn/Blei-Legierung. Innerhalb dieser beiden Materialserien sind die Pfeifen nach zwei verschiedenen Geometrien des Rohrresonators zu unterteilen: je 10 Pfeifen mit einem *parallelen Wandungsprofil*, bei dem die Stärke der Resonatorwandung durchgehend 0,7 mm beträgt, und je 10 Pfeifen mit einem *konischen (ausgedünnten) Wandungsprofil*, bei dem die Stärke der Resonatorwandung vom Labium bis zur Mitte 0,7 mm beträgt und von dort bis zur Mündung linear auf 0,4 mm abnimmt. Diese Wandungsprofilunterschiede sind in Abb. 3.7 dargestellt. Weitere Informationen zu Material und Abmessungen sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 gegeben.

Die durch die Resonatorlänge gegebene Tonlage der Pfeifen ist c' , so dass die Grundfrequenz bei rund 263 ± 1 Hz zu erwarten ist. Alle Pfeifen, sowohl ausgedünnte als auch parallele, wurden mit dem gleichen inneren Durchmesser von 44 mm vom Labium bis zur Mündung hergestellt. Um die exakte Form sicher zu stellen, wurden konische und parallele Metallplatten mit einer Genauigkeit von $\pm 0,05$ mm von der computergesteuerten Trommelhobelmaschine in die entsprechende Form gebracht, wie von Görne u. a. (2001b) beschrieben. Alle Pfeifen wurden von zwei erfahrenen Orgelbauern auf gleichen Klang intoniert.

Tabelle 3.2: Geometrie der untersuchten vier Labialpfeifentypen.

Unveränderliche Abmessungen <i>aller</i> Pfeifen	
Gesamtlänge	750 mm
Resonatorlänge	587 mm
Innendurchmesser	44 mm
Aufschnittbreite	38,3 mm
Aufschnitthöhe	11,1 mm
Kerndicke	2,6 mm
Fußlänge	160 mm
Fußlochdurchmesser	11,4 mm
Variierende Größe: Wandungsstärke	
Paralleles Wandungsprofil	
• Labium → Mündung	konstant 0,7 mm
Konisches Wandungsprofil	
• Labium → Rohrresonatormitte ($x = 293$ mm):	konstant 0,7 mm
• Rohrresonatormitte ($x = 293$ mm) → Mündung	linear abnehmend von 0,7 mm auf 0,4 mm

Kapitel 4

Psychoakustische Wahrnehmung unterschiedlicher Rohrresonatoren

Die in dieser Arbeit erweiterte Betrachtung der klangbildenden Elemente der labialen Orgelpfeife wendet sich bereits sehr feinen Details zu. Es ist daher, wichtig die Signifikanz der betrachteten Phänomene zu überprüfen (Roederer, 1993; Hellbrück, 1993; Zwicker u. Fastl, 1999). Inwiefern sind die unterschiedlichen Orgelpfeifen, denen eine verschiedenartige Oszillation, verbunden mit unterschiedlichem Klang, eigen ist, auch vom Zuhörer subjektiv in seinem Hörempfinden trennbar? Sowohl für die Testpfeifen aus 95%/4% Zinn/Blei-Legierung (Pfeifenserie 1) als auch für die Pfeifen aus 33%/66% Zinn/Blei-Legierung (Pfeifenserie 2) wurde der Frage nachgegangen, ob innerhalb dieser beiden Materialgruppen die Pfeifen mit konischem Wandungsprofil von denen mit parallelem Wandungsprofil vom Hörer unterschieden werden können (siehe auch Kap.:3.4). Der Vergleich ganzer Testreihen nominell baugleicher Pfeifen stellt ein Novum dar. Aufgabe des Hörtests von Pfeifenserie 1 war daher nicht nur die Verifizierung eines psychoakustisch wahrnehmbaren Unterschieds, sondern auch die Bestimmung der zur Hinterfragung geeigneten Adjektivpaare (Görne u. a., 2001a,c). Dadurch bedingt, aber auch wegen der späteren Verfügbarkeit der Pfeifenserie 2, wurden beide psychoakustische Hörtests mit zeitlichem Versatz und unterschiedlicher Methodik durchgeführt. Dies ermöglichte ein besonders gezieltes Vorgehen beim Test von Pfeifenserie 2. Es verhinderte aber auch einen beide Serien übergreifenden Vergleich der Ergebnisse, da aufgrund der unterschiedlichen Fragestellungen eine Vergleichbarkeit der Aussagen zu beiden Pfeifenserien nicht garantiert werden kann.

4.1 Pfeifenserie 1

4.1.1 Methodik der psychoakustischen Analyse

Es wurden von jeder Testpfeife Tonaufnahmen durchgeführt. Aufnahmeort war die Intonierwerkstatt des Orgelbauers, der Mikrofonabstand betrug 1 m. Das 1/4-Zoll Messmikrofon der Firma Brüel&Kjær befand sich somit außerhalb des mit ca. 0,6 m bestimmten Hallradius und in gleicher Entfernung zu Aufschnitt und Mündung der Pfeifen. Bei Wiedergabe der monophonen Aufzeichnungen mit einem Lautspre-

Tabelle 4.1: Adjektivpaare zu Beschreibung des stationären und dynamischen Klangs, denen die Wahrnehmung der Testpfeifen aus Serie 1 im Hörtest in fünf Abstufungen zugeordnet wird.

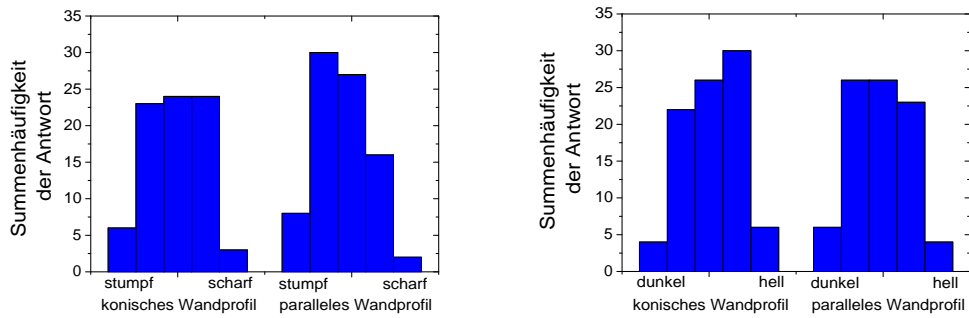
Stationärer Klang			Einschwingen		
1.	rund	↔	flach	5.	hart ↔ weich
2.	dunkel	↔	hell	6.	kratzig ↔ glatt
3.	stumpf	↔	scharf	7.	spuckend ↔ rauschend
4.	warm	↔	kalt	8.	schnell ↔ langsam

cher ist so eine Hörsituation gewährleistet, die der Arbeitssituation des Intonateurs entspricht. Zur Durchführung des Hörversuchs wurde das Konstanzverfahren eingesetzt (Fechner, 1964a,b; Bortz u. Döring, 2002). Es zeichnet sich durch folgende Charakteristika aus:

- die Versuchsperson urteilt nach jeder Reizdarbietung
- die Reizkenngroße wird in regelloser Folge geändert
- die Auswertung erfolgt durch statistische Verfahren.

Die Bewertung erfolgte durch acht Adjektivpaare, die jeweils zwei gegensätzliche Extrema einer Klangqualität beschreiben. Sie wurden auf der Basis von Literaturempfehlungen ausgewählt. Für die Beschreibung des stationären Klangs konnte auf bewährte psychoakustisch Adjektive zurückgegriffen werden, siehe Tab. 4.1 und (Hellbrück, 1993; Zwicker u. Fastl, 1999). Neuland wurde beim Versuch der Erfassung der Wahrnehmung des Einschwingens von einem Blasinstrument betreten. Die dort eingesetzten Adjektivpaare wurden heuristisch aufgestellt. Durch Diskussionen mit Orgelbauern und Tontechnikstudenten wurde versucht die Begrifflichkeiten des Instrumentenbauers zu nutzen und eine hohe Anwendbarkeit, Nachvollziehbarkeit der Verknüpfung von Adjektivpaar und Klangqualität durch den Testhörer, zu erreichen.

Vier Adjektivpaare dienen dabei der Beschreibung des stationären Klangs, vier weitere Adjektivpaare beschreiben die Qualität des Einschwingvorgangs („Ansprache“). Die Versuchspersonen konnten für jeden angebotenen Klang durch ein Kreuz auf einem Fragebogen ein abgestuftes Urteil in einer fünfstufigen Skala zwischen je zwei Extrema für jede dieser acht Kategorien abgeben. In zufälliger Reihenfolge wurden den 35 Versuchspersonen 30 Aufnahmen der Prüfpfeifen angeboten. Dabei waren je fünf der parallelwandigen und fünf der ausgedünnten Pfeifen in zwei unterschiedlichen Aufnahmen im Versuch vertreten. Die Versuchspersonen wurden aufgefordert, nach jedem einzelnen Hörbeispiel in acht Klangkategorien zu urteilen. Es war den Versuchspersonen freigestellt, einzelne Kategorien bei der Beurteilung nicht zu berücksichtigen. Die Auswertung des Versuchs an Pfeifenserie 1 (95%/4% Zinn/Blei-Legierung) erfolgte durch die Bestimmung der Summenhäufigkeiten der Antworten in jeder der acht Kategorien. Dabei wurden jeweils die Beurteilungen der parallelwandigen und der ausgedünnten Pfeifen zusammengefaßt.



(a) Klangkategorie: stumpf oder scharf

(b) Klangkategorie: dunkel oder hell

Abbildung 4.1: Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des stationären Klangs der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares.

4.1.2 Wahrnehmbarkeit unterschiedlicher Rohrresonatoren

Drei der acht zur Beurteilung eingesetzten Adjektivpaare zeigten sich zur Bewertung der Klangunterschiede der Prüfpfeifen, im Sinne einer Unterscheidung zwischen Pfeifen konischen oder parallelen Wandungsprofils, geeignet.

Für die anderen fünf Adjektivpaare war bei der Auswertung kein deutlicher Unterschied in der Bewertung der parallelwandigen und der ausgedünnten Pfeifen erkennbar. Die dabei erhaltenen Ergebnisse tragen für parallel als auch konisch profilierte Pfeifen die gleiche Tendenz in sich. Das ist beides durchaus möglich, denn die Adjektivpaare dienen als Hilfsmittel zur verbalen Beschreibung einer subjektiven Wahrnehmung. Sie stellen eine Art Angebot an den Hörer dar, der (mit seinem Urteil) nicht nur die Stärke des psychoakustischen Eindrucks, sondern auch dessen Übereinstimmung mit der vorgeschlagenen sprachlichen Umschreibung (dem Adjektivpaar) bewertet. Stellen sich mit einem der Adjektivpaare keine Unterschiede zwischen den beiden verglichenen Pfeifentypen ein, so kann dies zum einen daran liegen, dass es keinen Unterschied in der akustischen Wahrnehmung gibt oder aber auch daran, dass sich das entsprechende Adjektivpaar nicht für eine Zuordnung zu einer bestimmten Klangwahrnehmung eignet. Die Adjektivpaare, auf die dies zutrifft, sind im Anhang G auf Seite 125 umschrieben und in den entsprechenden Grafiken dargestellt.

Bei der Einstufung des *stationären* Klangs durch die Teilnehmer des Hörtests ergeben sich in der Gesamtbetrachtung aller getesteten Pfeifen Unterschiede für die Adjektivpaare stumpf↔scharf und dunkel↔hell. Die absolute Häufigkeit der Urteile auf der fünfstufigen Skala für beide Kategorien ist in Abbildung 4.1 wiedergegeben. Die Gruppe der Pfeifen mit einem parallelen Wandungsprofil (konstanter Wandungsstärke des Pfeifenresonators) wird von der Mehrzahl der Hörer als im Klang stumpfer wahrgenommen. Pfeifen mit einem konischen Wandungsprofil sind durch die Testhörer im Vergleich mit den parallelwandigen Pfeifen als klanglich heller empfunden worden. Die Hörbarkeit unterschiedlicher Rohrresonatoren beim *Einschwingen* des

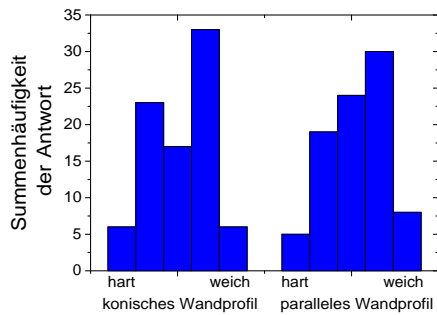


Abbildung 4.2: Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des klanglichen Einschwingens der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen hart oder weich.

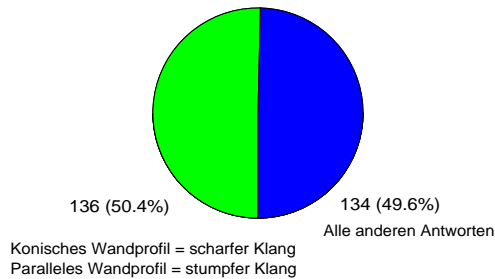


Abbildung 4.3: Statistische Auswertung der Frage: „Werden die ausgedünnte Pfeife aus Serie 2 im direkten Paarvergleich mit der parallelwandigen Testpfeifen als im Klang schärfer empfunden?“

Klang konnte durch das Adjektivpaar hart↔weich erfasst werden. Für die konischen Pfeifen ergibt sich in der Summe der Ergebnisse keine eindeutige klangliche Einstufung, jedoch korreliert dieses Ergebnis sehr gut mit dem durch den Orgelbauer als sehr facettenreich beschriebenen Klang konisch profilierter Labialpfeifen (Zscherpel u. Zierenberg, 2002). Die parallelwandigen Labialpfeifen werden insgesamt als eher weich im Klangeinsatz eingestuft. Beide Ergebnisse sind in Grafik 4.2 abgebildet. In drei klanglichen Beurteilungskategorien sind Unterschiede der Wahrnehmung parallelwandiger und ausgedünnter Prinzipalpfeifen erkennbar. Von den untersuchten Prinzipalpfeifen werden die Pfeifen mit ausgedünnter Wandung als heller und schärfer im Klang empfunden, und die Ansprache wird tendenziell härter empfunden. Der Versuch hat gezeigt, dass die Wandgeometrie der Prinzipalpfeife einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Klangempfindung des Hörers hat. Der Unterschied einzelner Orgelpfeifen mit verschiedenem Wandungsprofil des Rohrresonators ist dabei als gering einzustufen. Bei gemeinsamer Betrachtung mehrerer Pfeifen treten die Unterschiede deutlich zu Tage. Im Ergebnis ist daher eine Klassifikation der beiden Pfeifentypen nach rein klanglichen Kriterien bei identischer Bauart - d.h. identischer Mensur und Aufschnittsgeometrie - möglich. Diese über die einzelne Pfeife hinausgehende Betrachtungsweise mehrerer Pfeifen entspricht auch dem praktischen Einsatz der Orgelpfeifen, welche den Klang einer Orgel bzw. eines Registers gemeinsam formen.

4.2 Pfeifenserie 2

4.2.1 Methodik der psychoakustischen Analyse

Die psychoakustische Untersuchung von Pfeifenserie 2 (33%/66% Zinn/Blei-Legierung) baute auf den Erkenntnissen des Hörtests der Pfeifenserie 1 auf. Insbesondere

konnten nun die Erfahrungen darüber, welche Adjektivpaare besonders gut mit der psychoakustischen Wahrnehmung durch den Hörer übereinstimmen, genutzt werden. Die Einstufung des Orgelpfeifenklanges als stumpf oder scharf hat bei der Untersuchung von Serie 1 die deutlichsten Unterschiede zwischen den beiden verschiedenen Wandungsprofilen ergeben. Genau dieses Adjektivpaar wurde daher nun bei Pfeifenserie 2 genutzt werden, um zu klären, ob das Wandungsprofil des Rohrresonators den Klang der Pfeife hörbar ändert. Dazu wurde eine neue Methodik entworfen. Die Aufnahmen der zu vergleichenden Pfeifen wurden in schallreflexionsarmer Umgebung erstellt, um eine maximale Klarheit des Pfeifentones ohne jedwede Überlagerung mit etwaigen Störgeräuschen oder raumakustischen Einflüssen zu erreichen. Aus diesen Aufnahmen wurden 36 Klangpaare erstellt. Jedes dieser Paare bestand aus zwei Aufnahmen von Pfeifen der Serie 2, entweder aus je einer Aufnahme einer parallelwandigen und einer konischen Orgelpfeife oder aus zwei Aufnahmen von Pfeifen gleichen Wandungsprofils. Die beiden Testaufnahmen des Paares hatten jeweils eine Dauer von 1 s. Die 15 Teilnehmer der Hörtests hatten zu entscheiden „Welche Pfeife des Paares klingt schärfer?“. Bestand das Paar aus zwei Aufnahmen von Pfeifen unterschiedlichen Wandungsprofils und die ausgedünnte Pfeife wurde als schärfer eingestuft, dann wurde die Antwort als richtig gewertet. Sie unterstützte die zu prüfende Annahme, dass ein konisches Wandungsprofil (eine Ausdünnung) des Rohrresonators zu einem helleren, schärferen Klang führt. Alle anderen Antwortmöglichkeiten wurden als falsch eingestuft.

4.2.2 Wahrnehmbarkeit unterschiedlicher Rohrresonatoren

Anders als bei den Pfeifen verschiedenen Wandungsprofils der Pfeifenserie 1, die aus einer 95%/4% Zinn/Blei-Legierung bestanden, konnte bei den Pfeifen von Testserie 2 (33%/66% Zinn/Blei-Legierung) kein nennenswerter Unterschied in der Wahrnehmung durch den Hörer festgestellt werden (\leftrightarrow Abb.: 4.3). Die Anzahl der beurteilten Aufnahmepaare, in denen die ausgedünnten Pfeifen als schärfer im Klang eingestuft wurden, ist nur marginal größer als die Fälle, in denen der Klang anders wahrgenommen wurde.

4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die durchgeführten psychoakustischen Untersuchungen mit einer großen Anzahl von Testpfeifen zeigen, dass ein Unterschied zwischen Pfeifen verschiedenen Wandungsprofils hörbar ist.

Die Fähigkeit der psychoakustischen Unterscheidung zwischen Pfeifen mit konischem und parallelem Wandungsprofil, die darüber hinaus identisch sind, wurde für die Testpfeifen aus einer 95%/4% Zinn/Blei-Legierung nachgewiesen. Im Falle der zweiten untersuchten Pfeifenserie aus anderem Material (33%/66% Zinn/Blei-Legierung) gelang dies nicht. Diese Ergebnisse unterstützen die Annahme, dass es bei der Beeinflussung des Klangs durch den Rohrresonator nicht allein durch dessen Profil zu Veränderungen kommt. Auch die dabei eingesetzte Legierung, welche

die Oszillationen des Rohrresonators aufgrund anderer Stabilitäts- und Dämpfungswerte mit prägt, muss eine hörbare klangliche Veränderung ermöglichen. Für die Testpfeifen der Serie 2, welche aus einem Material höherer Dichte und auch höherer innerer Dämpfung bestehen, ist dies nicht in einem hörbaren Maße gegeben. Diese Resultate werden in der Zusammenfassung mit den Ergebnissen aus Kapitel 6.4 verglichen, um die Korrelation zwischen subjektiver akustischer Wahrnehmung und objektiver akustischer Messung zu überprüfen.

Kapitel 5

Messungen in schallreflexionsarmer Messbox

Die im letzten Kapitel gewonnenen subjektiven psychoakustischen Aussagen galt es objektiv, durch einen Vergleich des von den Pfeifen abgestrahlten Luftschalls, zu überprüfen. Dabei ist zu beachten, dass die Messung des abgestrahlten Schallfeldes eines Messobjektes unter normalen Bedingungen, in keinem speziellen akustischen Messraum, zwei verfälschenden Einflüssen unterworfen ist:

- Überlagerung mit Störschall (Schall anderer Quellen)
- Überlagerung mit reflektierten Schallsignalen (Raumeinflüsse)

Dies führt zu erheblichen Unterschieden des zeitlichen Ablaufs des Schalldrucksignals am Empfangsort (der Position des Mikrofons) und verändert auch das Spektrum stark. Eine geeignete Messumgebung hat nun die Aufgabe, beide Effekte zu minimieren. Ein völliger Ausschluss der Störgrößen lässt sich, insbesondere für den unteren Frequenzbereich, mit vertretbarem Aufwand nicht erreichen. Ziel ist es vielmehr, die verfälschende Wirkung der Messumgebung auf ein Niveau unterhalb der für verlässliche Aussagen nötigen Genauigkeit zu verschieben.

In Abschnitt 5.1 wird die am Institut angefertigte und für die Luftschallmessungen dieser Arbeit eingesetzte schallreflexionsarme Messbox vorgestellt¹. Die darüber hinaus genutzte Mess- und Versuchstechnik sowie die Messprozedur selbst sind im Abschnitt 5.2 und 5.3 beschrieben.

5.1 Praktische Realisierung eines störschallfreien Direktschallfeldes

Reflektierte Schallanteile und Störschall gilt es, aufgrund ihrer verfälschenden Wirkung auf das Messergebnis, zu minimieren (\leftrightarrow Anh.: D). Dies geschieht in der zu entwerfenden Messbox zum einen durch Schalldämpfung an den Innenwänden, die

¹Die theoretischen Grundlagen der relevanten Schallfelder sind im Anhang C skizziert. Für die notwendige Erstellung einer optimierten Messumgebung zu beachtende akustische Phänomene sind in D beschrieben.

Schallreflexionen minimieren, und zum anderen durch Schalldämmung, welche ein Eindringen von Störschall in die Messbox verringert.

Die Begriffe Schalldämmung und Schalldämpfung werden vielfach verwechselt. Sie sind zunächst streng voneinander zu unterscheiden, obwohl es Abhängigkeiten zwischen ihnen gibt. Je stärker die Schalldämpfung durch Absorption innerhalb eines Raumes ist, desto weniger Schall kann in den angrenzenden Raum übertragen werden, um so weniger muss man dämmen. Physikalisch gesehen ist Schalldämmung ein Maß der Undurchlässigkeit von Raumflächen für Schall. Schalldämpfung dagegen entsteht durch Reibungsverluste im Schwingungsmedium Luft innerhalb von offenkporigen, absorbierenden Materialien. Die Amplitude der Schallwellen wird dabei gesenkt.

Es wurde während des Aufbaus der schallreflexionsarmen Messbox überprüft, in welchem Maße die Forderung nach hoher Schalldämpfung und Schalldämmung erfüllt ist. Die dazu durchgeführten Messungen orientieren sich an den relevanten Normen, können diese jedoch nicht vollständig erfüllen. Die darin geforderten Messeinrichtungen (akustische Spezialräume) sind nicht vorhanden. Eine qualitative Abschätzung der durch die schallreflexionsarme Messbox erreichten Messbedingungen ist auf der Basis der gewonnenen Messwerte jedoch gut möglich.

5.1.1 Abmessungen und Material der Messbox

Zielstellung bei der Dimensionierung einer schallreflexionsarmen Messumgebung ist die Erzeugung eines reflexionsfreien Direktschallfeldes. Die Herausforderungen liegen dabei im problematischen Erreichen einer möglichst niedrigen unteren Grenzfrequenz, siehe dazu auch Anh. E. Unterhalb dieser Frequenz kann nicht mehr von Direktschallfeldbedingungen ausgegangen werden. Zwei Bedingungen sind dabei einzuhalten: die inneren Netto- Abmessungen müssen im Verhältnis zur größten interessierenden Wellenlänge groß gehalten werden und es ist ein Absorber einzusetzen der bis zur angestrebten unteren Grenzfrequenz vollständig absorbiert (Skudrzyk, 1954; Müller u. Möser, 2004). Für die Messbox wurde aufgrund der gegebenen Abmessung des zur Verfügung stehenden Raumes eine Größe von $B \cdot H \cdot T = 1,6 \text{ m} \cdot 2,0 \text{ m} \cdot 1,3 \text{ m}$ festgelegt. Unter einer größeren Grundfläche würde die Begehbarkeit des Raumes und damit auch der praktische Nutzwert der schallreflexionsarmen Messbox leiden. Mit diesen Abmessungen ist die Box begehbar, das heißt erforderliche Messaufbauten können von einer Person in der Box vorgenommen werden. An Decke und Wände wurde das Absorptionsmaterial fest verklebt. Auf dem Boden wird es, der Messanordnung angepasst, lose aufgelegt (\leftrightarrow Abb.: 5.1). Bei einer mittigen Anordnung der zu untersuchenden Schallquelle ergibt sich aus der Messboxtiefe von 1,3 m ein Wert von rund 0,65 m für den Quelle-Wandabstand². Nimmt man, wie in der Literatur empfohlen, einen Minimalabstand von einer Wellenlänge λ an, folgt überschlägig eine untere Vertrauensgrenze von $f_{min} \approx c/\lambda \approx 340 \frac{\text{m}}{\text{s}}/0,65 \text{ m} \approx 500 \text{ Hz}$ (DIN EN ISO 140-1, 2005; DIN EN ISO 140-3, 2005).

Die Hülle der Messbox selbst sollte leicht zu verarbeiten, stabil, demontierbar

²Von dem noch die Dicke des Absorbers abzuziehen ist.

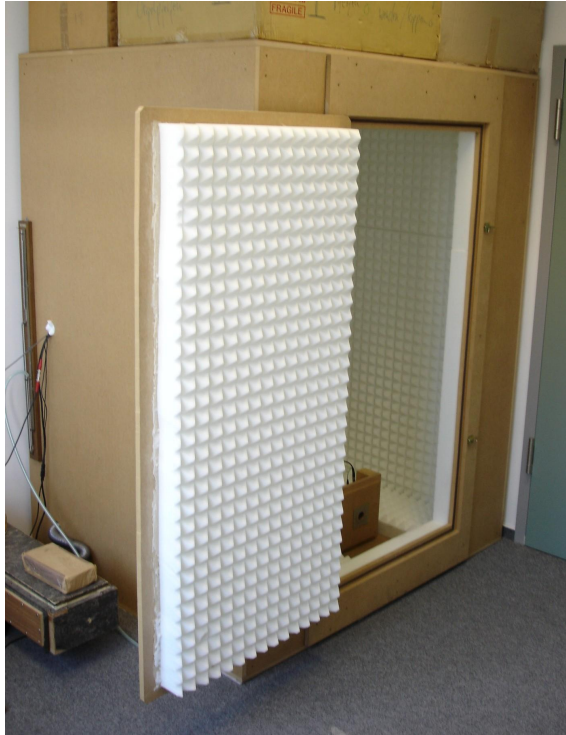


Abbildung 5.1: Außenansicht der schallreflexionsarmen Messbox.

und stark schalldämmend sein. Durch diese Kriterien empfiehlt sich der Einsatz eines Holzwerkstoffes. Die Wahl fiel auf MDF-Platten (**M**edium **D**ensity **F**iberboard bzw. **M**itteldichte **F**aserplatte), da diese Art von Holzplatten eine hohe Dichte besitzt, was einer hohen Schalldämmung zu Gute kommt (Bekhta u. a., 2002). Es wurden drei mal zwei Platten der geforderten Größe erworben und mit einem umlaufenden Holzrahmen versehen. An diesem Rahmen wurden die Plattenelemente miteinander verschraubt. Betreten wird die Box über einen Türausschnitt von $0,8\text{ m} \cdot 1,6\text{ m}$. In diesem Bereich der Vorderseite wurde eine zweite Platte ($1 \cdot 2\text{ m}^2$) aufgeklebt, in deren Mitte eine Platte von $0,85 \cdot 1,65\text{ m}^2$ die Türfunktion übernimmt. Diese ist abgedichtet und kann verriegelt werden.

5.1.2 Schalldämpfung mittels porösem Absorber

Die innerhalb der Messbox von den zu untersuchenden Schallquellen abgestrahlten Schallwellenfelder sind an einer Reflexion an der Boxinnenwand zu hindern. Dazu müssen sie in ihrer Amplitude möglichst vollständig gedämpft werden, dies geschieht mittels Schallabsorbern. Eine Diskussion der Eigenschaften und Auswahlkriterien von Schallabsorbern ist im Anhang E gegeben.

Zum Einsatz in der entworfenen schallreflexionsarmen Messbox kommt ein poröser Absorber, da allein dieses Prinzip die erforderliche Schalldämpfung in einem weiten Frequenzbereich gewährleistet. In Abschnitt 5.1.1 waren 500 Hz als sinnvolles Ziel für die untere Grenzfrequenz bestimmt worden. Daher musste der einzusetzende Absorber zwei weitere Bedingungen erfüllen: eine geringe Bauhöhe besitzen, um den

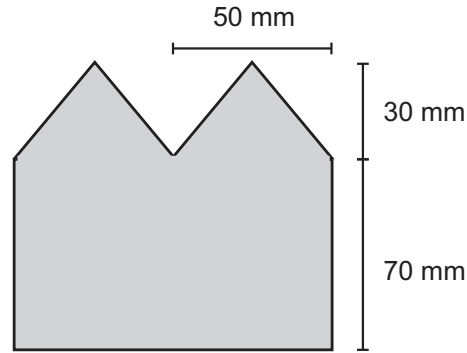


Abbildung 5.2: Ausschnitt aus der Struktur des eingesetzten Absorbers *illbruck pyramide 100/50*.

Tabelle 5.1: Schallabsorptionsgrad α *illbruck pyramide 100/50*, nach DIN 20354, Herstellerangabe.

Oktavmittenfrequenz (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
Schallabsorptionsgrad α	0,21	0,82	1,32	1,33	1,30	1,38

Innenraum der Messbox nicht weiter zu verkleinern und bis zur unteren Grenzfrequenz von 500 Hz einen Schallabsorptionsgrad $\alpha > 1$ bieten. Diese Anforderungen werden vom Produkt *illbruck pyramide 100/50* der Firma Illbruck erfüllt. Dieser poröse Absorber wird aus einem Schaumstoff mit dem Produktnamen *illtec* geformt, welcher auf der Basis von Melaminharz hergestellt wird. Laut Herstellerinformation bildet dieser Werkstoff, im Vergleich zu den verbreiteten Polyurethanschäumen, eine besonders feine Netzstruktur, welche für hohe Absorptionswerte bei vergleichsweise geringer Bauhöhe führt. Der Absorber besteht aus einer durchgehenden unteren Schicht und einer darauf aufgeprägten Pyramidenform. Durch diesen gleitenden Übergang einer auftreffenden Schallwelle ins Absorbermaterial wird die Richtungsunabhängigkeit der Absorption verbessert (\leftrightarrow Abb.: 5.2). In Tabelle 5.1 sind die Schallabsorptionsgrade für *illbruck pyramide 100/50* nach DIN EN ISO 354 (2003) aufgelistet. Trotz einer Gesamthöhe von nur 100 mm werden auch im Bereich der 500 Hz-Oktave Schallabsorptionsgrade von über 1 erreicht. Die durch die Abmessungen der Messbox bereits definierte Forderung einer unteren Grenzfrequenz von rund 500 Hz wird von diesen Absorptionsdaten positiv unterstützt.

Aufgrund der gegebenen Abmessungen der Messbox und der frequenzabhängigen Schallabsorptionsgrade des Absorbers kann nun die Abklingzeit in den einzelnen Oktaven abgeschätzt werden. Diese berechnet sich nach Eyring zu

$$T = \frac{0,16V}{-\ln(1 - \alpha)S} \quad (5.1)$$

Mit, nach Abzug der Abmessungen des Absorbers, einem Raumvolumen von $V = 1,4 \cdot 1,8 \cdot 1,1 \text{ m}^3 = 2,8 \text{ m}^3$ und einer Absorberoberfläche $S = 2 \cdot (1,4 \cdot 1,8 + 1,4 \cdot 1,1 + 1,8 \cdot 1,1) \text{ m}^2 = 12,1 \text{ m}^2$ ergeben sich für die einzelnen Oktaven die in Tabelle

Tabelle 5.2: Theoretisch nach Eyring bestimmte Abklingzeit T innerhalb der schallreflexionsarmen Messbox. Berechnet auf Basis des Schallabsorptionsgrad α aus Tab.5.1.

Oktavmittenfrequenz (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
Abklingzeit T (s)	0,157	0,021	0,011	0,011	0,011	0,011

5.2 aufgelisteten Werte. Oberhalb von 250 Hz sinkt der Schalldruckpegel innerhalb von rund 11 ms um den Faktor Tausend, was als sehr gut gelten darf. In der 250 Hz Oktave werden dafür bereits 21 ms benötigt. Dies entspricht, angewandt auf die Grundfrequenz des Orgeltens von ca. 260 Hz, in etwa fünf Schwingungsperioden des Signals und stellt einen noch guten Wert dar.

5.1.3 Überprüfung der Schalldämpfung

Zur Überprüfung der Reflexionsfreiheit einer schallreflexionsarmen Messbox nutzt man das definierte Abstrahlverhalten eines Elementarstrahlers, des Kugelstrahlers (DIN EN ISO 3745, 2004; Fasold u. Veres, 2003). Der Schalldruckpegel dieses Quelltyps nimmt im Freischallfeld (Direktschallfeld) mit jeder Entfernungsverdopplung um die Hälfte ab (\leftrightarrow Anh. C.2). Mit einer Messung des Schalldruckpegels über der Entfernung vom Quellort der Kugelwelle wird festgestellt, ob dieses Verhalten nicht durch Schallreflexionen gestört wird.

Ein Lautsprecher mit einem effektiven Membrandurchmesser von 40 mm wurde zentral in der Messbox positioniert. Ein weißes Rauschsignal wurde von ihm abgestrahlt. In der Entfernung 20, 40 und 80 cm wurde an jeweils vier verschiedenen Punkten im Halbraum vor dem Lautsprecher das Schalldrucksignal mit einem Mikrofon erfasst und spektral analysiert. Die Oktavenmittelwerte des Schalldruckes wurden bestimmt und für die beiden Entfernungsschritte zueinander ins Verhältnis gesetzt. In Tabelle 5.3 sind die Schalldruckrelationen aufgelistet. In der 125 Hz-Oktave kann noch nicht von Freifeldbedingungen ausgegangen werden, da hier der Schalldruck je Entfernungsverdopplung im Mittel nur um den Faktor 1,29 abnimmt und es sich damit noch um ein mehr oder minder stark ausgeprägtes Diffusschallfeld handelt. Oberhalb dieser Frequenz liegen alle Werte über dem Faktor 2. Der verwendete Lautsprecher stellt, wie auch jeder andere reale Lautsprecher, nicht im gesamten hörbaren Frequenzband eine perfekte Kugelschallquelle dar. Die Überschreitung des erwarteten Faktors 2 ist durch die mit der Frequenz zunehmende Schallbündelung des Lautsprechers zu erklären, welche sich durch die räumliche Mittelung in den Ergebnissen niederschlägt.

Tabelle 5.3: Abnahme des oktavgemittelten Schalldrucks bei Verdopplung der Entfernung von der Schallquelle.

Oktavmittenfrequenz (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000	8000
Amplitudenverhältnis	1,29	2,51	2,43	2,18	2,01	2,16	2,17

5.1.4 Schalldämmung der Messbox

Einer auf die Innenwand der Messbox eintreffenden Schallwelle wurde durch die Absorption, abhängig von der Frequenz, bereits ein Großteil der Leistung entzogen. Die nach dem Durchgang durch den Absorber verbleibende, nicht dissipierte oder absorbierte, Rest-Schalleistung P_τ regt nun die Trennwand selbst zur Schwingung an. Sie wird auf deren Rückseite als Luftschall in den angrenzenden Raum abgestrahlt. Zur quantitativen Beschreibung dieses Vorgangs dient der Begriff der Schalldämmung. Er bezeichnet das Maß der Reduzierung der Schallenergie, die durch die Errichtung einer Wand oder eines Schotts erreicht wird. Während bei der Dämpfung von Schallwellen diesen durch Dissipation Schallenergie entzogen wird, wird bei der Dämmung von Schallwellen lediglich die Ausbreitung der Schallwelle von der Schallquelle zum Empfänger durch einen „Damm“ verhindert. In der Praxis ist die Schalldämmung nicht nur mit einer Reflexion sondern meist auch mit Dämpfungseffekten, d.h. mit Dissipation verbunden. Es ist auch in unserem Fall zu beachten, dass Schalldämmung und -dämpfung gemeinsam auftreten!

Das klassische Schalldämmungsbauteil ist die einfache, homogene Wand zwischen zwei Räumen. In dem einen Raum befindet sich die Schallquelle, der andere Raum ist vor zu starker Schallübertragung zu schützen. Die Schalltransmission in den Nachbarraum über die Trennwand wird durch den Transmissionsgrad τ charakterisiert (siehe auch Anh. D.1). Mit ihm kann das Schalldämmmaß R bestimmt werden. Wird die Schalltransmission der Trennwand auf den (dominierenden) Massecharakter beschränkt, ergibt sich für das Schalldämmmaß R der Wand:

$$R \approx 10 \lg \left(\frac{\omega m''}{2Z_0} \right)^2 \quad (5.2)$$

mit:

m'' flächenbezogene Masse der Trennwand

Z_0 Schallkennimpedanz des hinter der Wand liegenden Fluids

Es ist ersichtlich, dass die Schalldämmung der Wand mit der flächenbezogenen Wandmasse und der Frequenz stark anwächst³. Eine detaillierte Herleitung des Schalldämmmaßes R ist in F gegeben.

Ferner ist der Koinzidenzeffekt zu beachten. Stimmen die Wellenlänge λ_B der freien Biegewellen im Material (dem Holz des Messboxwand) mit der auf die Oberfläche des Hindernisses projizierten Wellenlänge des einfallenden und abgestrahlten Luftschalls λ_0 überein, wird von Koinzidenz gesprochen. In diesem schmalen Frequenzbereich verliert der Massecharakter der Trennwand seine Bedeutung und es kommt zu unerwünscht starker Schalltransmission. Aus der Bedingung $c_0 = c_B$ oder $\lambda_0 = \lambda_B$ (Luftschallwellenlänge gleich Länge der Biegewellen im Material) ergibt sich die niedrigste Frequenz f_c , die Koinzidenzgrenzfrequenz, für welche Koinzidenz

³Bei einer, auf umfassenden Angaben zum Dämmstoff basierenden, exakten Modellierung der physikalischen Vorgänge bei der Schalldämmung haben natürlich auch die Steifigkeit und die Dissipation in der Wand einen Einfluss auf das Schalldämmmaß. Für übliche Materialien einer Trennwand, wie z.B. das hier verwendete MDF, liegt deren Einfluss im Bereich einiger weniger dB.

(„Spuranpassung“) auftreten kann. Eine Abschätzung von f_c ist möglich mit:

$$f_c \approx \frac{6,4 \cdot 10^7}{t} \sqrt{\frac{\rho}{E}} \approx \frac{6,4 \cdot 10^4}{c_L \cdot t} \quad (5.3)$$

mit:

- ρ Dichte des Materials (in kg/m^3)
- E Elastizitätsmodul (in Pa)
- t Dicke des Materials (in m)
- c_L Longitudinalwellengeschwindigkeit im Material (in m/s)

Bei dieser Koinzidenzgrenzfrequenz kommt es zu einem erheblichen Einbruch gegenüber der in Gleichung 5.2 berechneten Schalldämmung.

5.1.5 Überprüfung der Schalldämmung

Zur messtechnischen Überprüfung von Schalldämmmaß und Koinzidenzeffekt sind spezielle Messräume erforderlich. DIN EN ISO 140-1 (2005) und DIN EN ISO 140-3 (2005) setzen den Zugriff auf zwei Hallräume, in denen sich ein perfektes Diffusschallfeld (\leftrightarrow Anh. D.3) ausbilden kann, voraus. Das zu prüfende Material befindet sich (in Form einer Trennwand) als alleinige akustische Verbindung zwischen beiden Hallräumen und das Schallfeld wird im Senderraum über einen Dodekaederlautsprecher räumlich ausgeglichen angeregt. Die anzutreffende Situation erfüllt diese vorangestellten Bedingungen nur zum Teil:

1. Die noch nicht mit einem Schallabsorber ausgekleidet Messbox entspricht den Anforderungen an den Senderraum.
2. Der Empfangsraum, Raum 3.28 (Akustiklabor) des Physikgebäudes, unterstützt durch seinen geringen Anteil an absorbierendem Material insbesondere im Tieftonbereich die Ausbildung eines Diffusschallfeldes
3. Ist die Messbox als Senderraum mit Absorber ausgekleidet, wird die Forderung nach minimaler Absorption nicht mehr erfüllt.

Für eine Abschätzung der Schalldämmung wurde daher wie folgt vorgegangen:

1. Ein Lautsprecher mit einem wirksamen Membrandurchmesser von 4 cm wurde zentral in der Messbox positioniert.
2. Über diesen Lautsprecher wurde mit einem Gleitsinussignal im Frequenzbereich von 100 Hz bis 12 kHz angeregt. Dabei wurde der Schalldruckpegel 20 cm vor der Membran erfasst.
3. Ein zweites Mikrofon erfasste, an mehreren Punkten im Empfangsraum, den durch die Messbox hindurch transmittierten Schalldruckpegel außerhalb der Messbox. Ein ausreichender Signal/Rausch-Abstand des Empfangssignals wurde sichergestellt.
4. Das Spektrum beider Messorte wurde bestimmt (bei achtfacher Mittelung) und das Differenzspektrum erstellt.

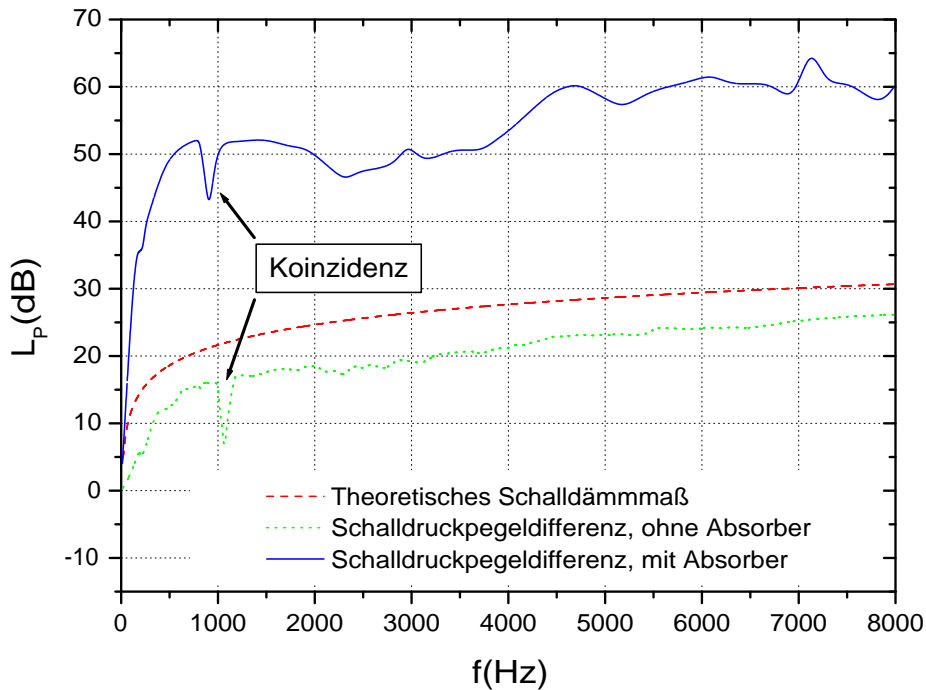


Abbildung 5.3: Theoretisches Schalldämmmaß und gemessene Differenz zwischen dem inner- und außerhalb der Messbox erfassten Schalldruckpegel mit und ohne Absorber.

Zuerst sollen die Ergebnisse für die noch nicht mit Absorber ausgekleidete Messbox diskutiert werden. Ausgangspunkt ist das nach Gleichung 5.2 berechnete theoretische Schalldämmmaß R . Das eingesetzte MDF besitzt eine Dichte von 766 kg/m^3 . Bei einer Materialstärke von 19 mm führt das zu einer flächenbezogenen Masse m'' von $14,6 \text{ kg/m}^2$. Der damit berechnete Verlauf von R ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Das Schalldämmmaß nimmt mit der Frequenz zu und liegt zwischen 500 und 8000 Hz im Bereich von 20 bis 30 dB . Diese Werte stimmen gut mit der Literatur überein (Schmidt, 1968, Tab.:H.2). Die longitudinale Schallgeschwindigkeit für eine MDF-Platte liegt nach Bekhta u. a. (2002) bei rund 2600 m/s . Die Koinzidenzfrequenz ist damit nach Gleichung 5.3 im Bereich von $\sim 1300 \text{ Hz}$ zu erwarten.

Das noch ohne Absorber gemessene Schalldämmmaß ist ebenfalls in Abb. 5.3 festgehalten. Es bestätigt die theoretisch vorhergesagten Werte gut und liegt im Mittel um 5 dB unterhalb der theoretischen Werte. Grund dafür ist die fehlerbehaftete Annahme eines Absorptionsgrades von Null im Empfangsraum. Weiterhin ist die Schalldämmung im Tieftonbereich durch Öffnungen für Kabel und Luftschlauch, welche mit Absorber abgedichtet sind, schlechter als vorhergesagt. Die gemessene Koinzidenzfrequenz liegt bei 1061 Hz . Verantwortlich für diese Abnahme gegenüber dem theoretischen Wert ist möglicherweise die mit der Aufdopplung der Wandstärke im Bereich der Tür einhergehende Zunahme der flächenbezogene Masse.

Ist die Messbox mit Absorber ausgekleidet, kann sich weder im Sende- noch im Empfangsraum ein perfektes Diffusschallfeld ausbilden. Der so ermittelte Wert entspricht nicht mehr den Normen und kann nur als Pegeldifferenz bezeichnet werden. Diese liegt oberhalb von 1 kHz bei mehr als 50 dB, die Amplitude der Luftmolekülschwingungen wird um den Faktor 300 gedämpft übertragen! Die Koinzidenzfrequenz sinkt durch das viskose Dämpfungsverhalten des aufgeklebten Absorbers auf 910 Hz. Unterhalb von 1 kHz nimmt die Pegeldifferenz ab, da die Wirkung des Schallabsorbers nachlässt und sich mit sinkender Frequenz die Wände der Messbox zunehmend leichter zur Schwingung und damit zur Schallübertragung anregen lassen.

Die ermittelten Werte decken sich gut mit dem subjektiven Eindruck des Dämpfungs- und Dämmungsverhaltens der Messbox. Ohne Absorber war der Pegelunterschied zwischen Innen- und Außenseite der Box auch im Mittel- und Hochtonbereich gering. Nach dem Einkleben des Absorbers änderte sich dieser Eindruck deutlich. Nun ist eine breitbandige Anregung durch eine Schallquelle innerhalb der Box außerhalb nur noch bei sehr hohem Anregungspegel und dabei als sehr dumpf wahrzunehmen. Das Ziel, durch die Verbindung gezielter Schalldämpfung und -dämmung, ein störschallfreies Direktschallfeld für akustische Präzisionsmessungen zu schaffen, darf für den Bereich oberhalb von 500 Hz als erfüllt eingestuft werden.

5.2 Versuchs- und Messtechnik

5.2.1 Gebläse, Windbalg und Windlade

Eine von der Firma Schuke Orgelbau zu Messzwecken entworfene Messorgel kam bei den durchgeführten Untersuchungen zum Einsatz. Sie wurde im Rahmen gemeinsamer Forschungsprojekte mit der Universität Potsdam angefertigt und zeichnet sich durch geringen Platzbedarf und Transportierbarkeit aus (Görne u. a., 2001b). Diese Messorgel ist insofern miniaturisiert, dass nur der gleichzeitige Betrieb von zwei Pfeifen möglich ist. Dies ist völlig ausreichend, da für die Klärung der betrachteten Phänomene Einzelmessungen durchzuführen sind.

Quelle des erforderlichen Überdrucks zum Anblasen der Pfeifen ist der Orgelwinderzeuger Ventola 3/80 der Firma Laukhuff, welcher ein Radialgebläse mit einem Außendurchmesser von 32 cm einsetzt. Er ist für die Generierung von Winddrücken bis zu 120 mmWS ausgelegt und somit für die angestrebten Werte im Bereich von 70 mm ausreichend (Aug. Laukhuff GmbH, 2005). Durch einen Schlauch strömt der Wind in Richtung des Balgs (Windreservoir) durch einen mechanischen Regulierungsmechanismus für den Winddruck hindurch. Dieser besteht aus einem Schieber der mit einem Strick über zwei Umlenkrollen an das Deckelbrett der Windlade angeschlossen ist. Fällt in der Windlade, z.B. aufgrund starken Verbrauchs, der Winddruck ab, wird der Schieberegler vom Strick nach oben gezogen, was die Öffnungsfläche zwischen Winderzeuger und Windreservoir vergrößert und den Winddruck im Reservoir wieder steigen lässt. Diese Art der Druckstabilisierung mittels mechanischer Rückkopplung ist im Orgelbau üblich (Reichling, 2001). Es wurde versucht,



Abbildung 5.4: Winderzeuger, Druckregulierungsmechanismus und Balg (Windreservoir) der Messorgel.

von Hand ein Schwingen dieser Rückkopplung zu provozieren. Dies ist nicht möglich, da die hohe Reibung innerhalb der Rückkopplung zu einer starken Dämpfung des Resonanzkreises führt. Weiterhin ist der Strick etwas dehnbar und überträgt das Rückkopplungssignal vom Windladendeckel aufgrund dieses mechanischen Tiefpassverhaltens nur in seinen tieffrequenten Anteilen auf den Schieberegler.

Winderzeuger, mechanischer Regulierungsmechanismus und Windbalg befanden sich ausserhalb der schallreflexionsarmen Messbox (Abb.: 5.4). Der erzeugte Winddruck wurde über einen besonders starren metallummantelten Schlauch zur in der Messbox befindlichen Windlade mit den Testpfeifen weitergeleitet.

5.2.2 Mikrofone und Vorverstärker

Zur Aufnahme des Schalldrucksignals wurde die 1/2" Freifeldmikrofonkapsel 4191 der Firma Brüel&Kjær in Verbindung mit dem Vorverstärker 2669 eingesetzt. Die Mikrofone arbeiten nach dem Kondensatormikrofonprinzip und zeichnen sich durch hohe Linearität aus, sind im Vergleich zu dynamischen Mikrofonen aber weniger robust. Die Übertragungsbandbreite der Mikrofonkapseln, vom Hersteller mit einer Pegelabnahme von -1 dB definiert, wird mit den Grenzfrequenzen 3,15 Hz und 40 kHz angegeben. Dies befriedigt auch die Anforderungen äußerst präziser akustischer Vergleichsmessungen. Die Kalibrierungskurven beider Mikrofonkapseln sind im Anhang in Abbildung H.1 abgedruckt. Die Linearität des Übertragungsmaßes ist sehr gut.

Das Mikrofonsignal muss im Pegel noch verstärkt und an die weiteren verarbeitenden Geräte angepasst werden. Diese Aufgabe übernimmt das Gerät Brüel&Kjær Nexus 2690. Es handelt sich hierbei um die Kombination aus einer Spannungsversorgung und einer Signalverstärkungsstufe (Conditioning Amplifier), die sowohl die Polarisationsspannung von 200 V für die Mikrofone bereit stellt, als auch eine Anpassung der Signalstärke im Bereich von -20 bis +60 dB, verbunden mit der Option, das Mikrofonsignal in seinem Amplitudenfrequenzgang nach der A, B oder C Filternorm anzupassen, bietet. Ist keine dieser Filteroptionen aktiviert, sinkt der Übertragungsfaktor des Gerätes bei 0,1 Hz und 100 kHz um -0,1 dB ab und beschränkt somit den linearen Frequenzbereich der vom Mikrophon empfangenen Signale nicht.

5.2.3 Soundkarte

In den letzten Jahren haben sich Soundkarten vom Zusatzartikel zu einem festen Bestandteil der PCs entwickelt. Dadurch sind Karten mit den erforderlichen Eigenschaften, wie einem linearen Übertragungsfaktor und hohem Signal/Rausch-Abstand, die den Einsatz in der akustischen Messtechnik gestatten, immer preiswerter geworden. Der Messaufbau dieser Arbeit nutzt eine Karte des Herstellers Marian Digital Audio Electronics vom Typ Marc 4 Midi. Die vom Hersteller angegebenen Technischen Daten sind sehr gut und werden im Anhang in Tabelle H.3 aufgeführt. Diese Karte wurde aufgrund verschiedener Eigenschaften ausgewählt. Die Kanalanzahl vier bietet die Möglichkeit, nicht nur Stereo aufzunehmen (zweikanalig), sondern z.B. in der Zukunft mittels eines Drucksensors die Druckverhältnisse in der Windlade gleichzeitig zu erfassen. Die Verfügbarkeit sehr hoher (96 kHz) und sehr niedriger (8 kHz) Samplingfrequenzen ist ebenfalls von praktischem Wert. Mit hoher Samplingfrequenz lässt sich eine sehr hohe obere Grenzfrequenz der Messungen erreichen. Eine geringe Samplingfrequenz ist günstig, wenn nur tiefe Frequenzen relevant sind und Speicherkapazität und Analyseaufwand (Berechnungszeit) z.B. in Folge hoher Mittelungsraten zu minimieren sind. Letztere Option wurde bei der Untersuchung der Kopplung benachbarter Orgelpfeifen in Kapitel 8 genutzt, da dafür nur die unteren Teiltöne von Bedeutung waren. Der angegebene Signal/Rausch-Abstand von 95 dB ist als sehr gut einzustufen, muss aber noch überprüft werden. Der Übertragungsfrequenzgang muss ebenso verifiziert werden, da außer den Grenzfrequenzen hierzu keine Angaben vorliegen.

Frequenzgang des Übertragungsmaßes

Die Linearität des Übertragungsmaßes wurde durch Einspeisung eines externen Anregungssignals überprüft. Ein Gleitsinus mit konstanter Amplitude, der Startfrequenz 3 Hz und der oberen Grenzfrequenz 30 kHz wurde in beide Kanäle der Soundkarte eingespeist⁴. Das Aufnahmeformat war, wie bei den Schalldruckmessungen, PCM-Code mit einer Abtastfrequenz von 44,1 kHz und einer Amplitudenauflösung von 16 bit. Das auf den Pegel bei 100 Hz normierte Übertragungsmaß ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Im Frequenzbereich zwischen 20 Hz und 20 kHz liegt die Schwankungsbreite im Bereich von ± 0.4 dB und ist als gut und für die geplanten Messungen geeignet einzustufen. Insbesondere die Abweichungen zwischen beiden Kanälen sind bemerkenswert gering.

Vollausteerungsspannung des Eingangs der Soundkarte

Um im späteren Messeinsatz eine Übersteuerung der Karte zu vermeiden, wurde der maximal mögliche verzerrungsfreie Eingangspegel bestimmt. Über einen Signalgenerator wurde ein reiner Sinuston mit einer Frequenz von 1 kHz bei zunehmender Amplitude in die Soundkarte eingespeist und mitgeschnitten. Über eine Klirranalyse

⁴Die Linearität des Anregungssignals war zuvor mittels eines Spectrum Analyzers sicher gestellt worden.

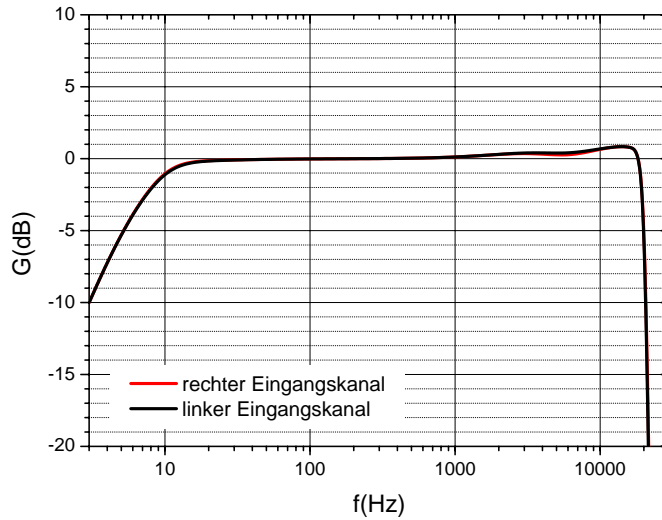


Abbildung 5.5: Übertragungsmaß der Soundkarte Marian Marc 4 Midi, bei einer Abtastfrequenz von 44,1 kHz, normiert auf den Pegel bei 100 Hz.

wurde die maximal mögliche Eingangsspannung, definiert durch das Einsetzen verzerrungsbedingter Oberwellen, bestimmt. Die Soundkarte Marian Marc 4 Midi verarbeitet an den Line-Eingängen Spannungen mit einem maximalen Effektivwert von: $U_{Emax} = 2,020 V_{eff}$. Dies entspricht einem dBu-Wert von 8,3 dBu und stimmt recht gut mit der Herstellerangabe von 8 dBu = 1,95 V_{eff} überein.

Signal/Rausch-Abstand des Eingangs der Soundkarte

Im vorhergehenden Abschnitt war die maximale Eingangsspannung ermittelt worden. Nun wird das Eigenrauschen am Eingang der Soundkarte bestimmt. Das Verhältnis beider Größen führt zum Signal/Rausch-Abstand am Eingang der Soundkarte.

Zuerst wurde der Signalvorverstärker angeschlossen, um den entsprechenden Abschlusswiderstand am Soundkarteneingang zu erhalten. Kein Mikrofon war angeschlossen, und die Vorverstärkung am Signalvorverstärker Brüel&Kjær Nexus 2690 wurde auf das Minimum eingestellt. Die an den Eingang der Soundkarte angelegte Effektivspannung lag damit bei äußerst geringen $8 \mu V_{eff}$. Nun wurde eine Aufnahme durchgeführt. Der Effektivwert des quantisierten Aufnahmesignals lag im Mittel bei $\bar{x}_{Ein} = 0.7$. Bei einem maximalen Eingangspegel von: $U_{Emax} = 2,020 V_{eff}$ (bei 16 bit Amplitudenauflösung einem quantisierten Pegel von $\pm 2^{15}$ bit gleich kommend), entspricht das einem Effektivspannungswert von:

$$U_{Noise} = \frac{0,7}{2^{15}} \cdot 2,020 V_{eff} \quad (5.4)$$

$$= 0,043 mV_{eff} \quad (5.5)$$

Dieser Wert liegt über dem vom Signalvorverstärker eingespeisten Rauschen, wodurch dieser als primäre Quelle des Rauschens ausgeschlossen werden kann. Damit

ergibt sich für den Signal/Rausch-Abstand am Eingang der Soundkarte ein Wert von:

$$SNR = 20 \cdot \lg \left(\frac{U_{Emax}}{U_{Noise}} \right) \text{ dB} = 20 \cdot \lg \left(\frac{2020 \text{ mV}}{0,043 \text{ mV}} \right) \text{ dB} = 93,4 \text{ dB} \quad (5.6)$$

Die vom Hersteller angegebenen 95 dB⁵ werden, beim für eine Quantisierungsbreite von 16 bit theoretisch möglichen SNR-Bestwert von 96 dB, nicht eingehalten. Der erreichte Wert ist aber als sehr gut einzustufen.

5.2.4 Computer

Für die durchgeführten Untersuchungen wurden zwei Rechner eingesetzt, einer für Messungen im Akustiklabor des Physik Instituts und ein zweiter für die Analyse der Messdaten.

Die Messmethodik nutzt den Vergleich vieler Probanden (Orgelpfeifen) verbunden mit vielfacher Mittelung der Messungen eines jeden einzelnen Messobjektes. Dies führt zu einer hohen Anforderung an die Speicherkapazität und Rechenleistung der PCs. Bei der Auswertung der Messungen kommt es zu einer Vielzahl von rechenleistungsintensiven Transformationen mit langen, diskreten Signalreihen. Es ist daher von großem Vorteil, wenn ein aktueller Hauptprozessor mit hoher Rechenleistung und ausreichend Hauptspeicher eingesetzt wird. Die wichtigsten Kenngrößen der eingesetzten Computer sind im Anhang in Tabelle H.4 aufgeführt.

5.3 Messung des emittierten Luftschalls

5.3.1 Messaufbau

Die Messung des emittierten Schall der Orgelpfeifen erfolgte in der schallreflexionsarmen Messbox. Der erforderliche Winddruck wurde außerhalb der Messbox erzeugt und über einen metallummantelten Schlauch der Windlade zugeführt (\leftrightarrow Abb.: 5.6 und 5.7). Ein Winddruck von 70 mm Wassersäule wurde sichergestellt. Zwei Messmikrofone des Typs B&K 4191 befanden sich im Abstand von 3 cm auf einer horizontalen Ebene vor dem Aufschnitt der Pfeife bzw. vor deren oberer Mündung. Das Labiumsmikrofon war in einem seitlichen Winkel von 45° zur Aufschnittsebene positioniert (\leftrightarrow Abb.: 5.8) Die beiden empfangenen Signale durchliefen den Mikrofonvorverstärker B&K Nexus 2669 (\leftrightarrow Kap. 5.2.2), welcher im Batteriebetrieb war, da sich bei ersten Probemessungen im Netzbetrieb kleine Störspitzen bei Vielfachen von 50 Hz im Spektrum gezeigt hatten. Im Batteriebetrieb konnte dies vermieden werden. Anschließend wurde das Signal von der Soundkarte Marian Marc 4 Midi mit einer Abtastfrequenz von 44,1 kHz und einer Auflösung von 16 Bit digitalisiert und PCM-codiert als .wav-Datei gespeichert.

⁵Es wird vom Hersteller nicht spezifiziert, mit welcher Quantisierungsbreite dieser Wert ermittelt wurde.

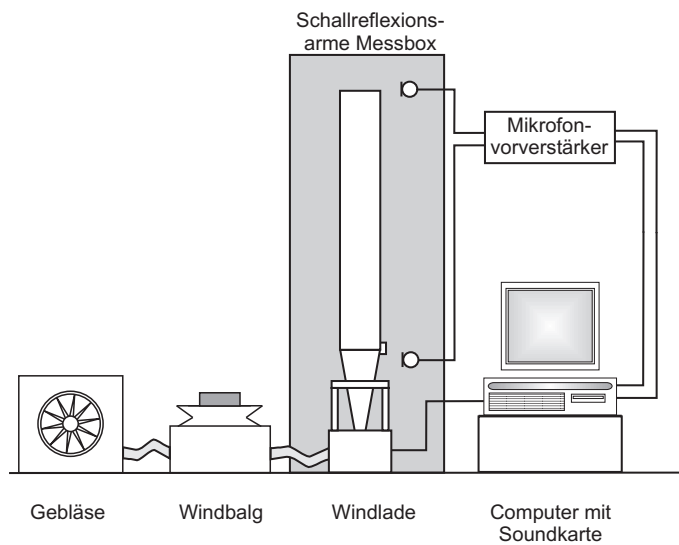


Abbildung 5.6: Struktur des Messaufbaus zur Untersuchung der Pfeifen in der schallreflexionsarmen Box.

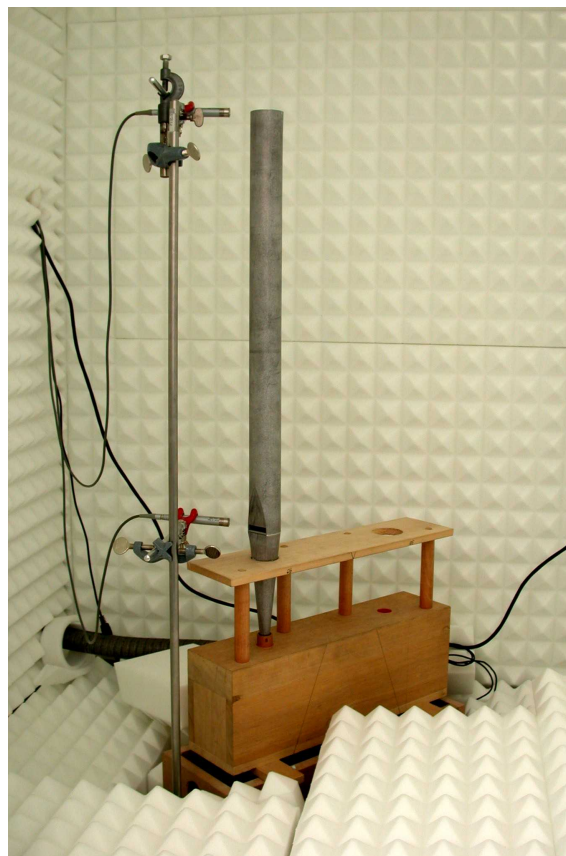
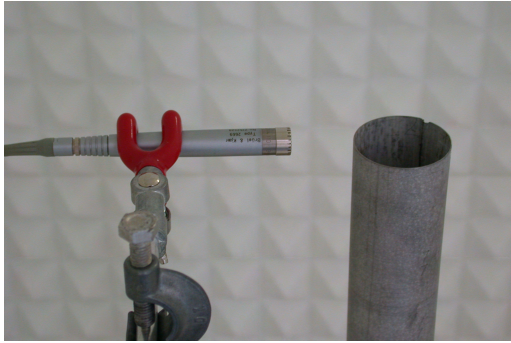
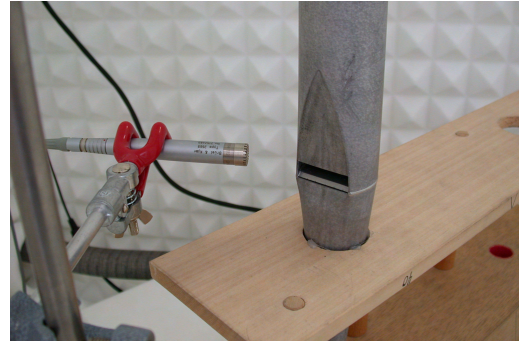


Abbildung 5.7: Anordnung von Windlade und Testpfeifen während der Messungen in der schallreflexionsarmen Box.



(a) Positionierung des Mikrofons an der Mündung



(b) Positionierung des Mikrofons am Labium

Abbildung 5.8: Positionierung der beiden Messmikrofone in Nähe der Pfeifenöffnungen während der Luftschallmessungen.

5.3.2 Messvorgang

Der abgestrahlte Schall aller 40 Pfeifen (\leftrightarrow Kap.: 3.4) wurden in der schallreflexionsarmen Messbox untersucht. Um den Einfluss von Störgeräuschen auf das erfasste Schallspektrum zu minimieren, wurde dabei gemittelt. Dies erfordert ein wiederholtes Anblasen der Pfeife. Während des Messvorganges einer jeden Pfeife wurde diese 24 Mal für je eine Sekunde angeblasen, mit einer dazwischen liegenden Pause von ebenfalls einer Sekunde. Weiterhin wurde ein Dauerton von 60 s Länge mitgeschnitten um Aussagen zur zeitlichen Stabilität des Pfeifentons während dauerhaften Anblasens zu ermöglichen.

Am Signalvorverstärker wurde eine Vorverstärkung gewählt, die eine für den Signal/Rausch-Abstand günstige, maximal mögliche Aussteuerung erreicht, ohne in den Bereich der Übersteuerung zu geraten. Dies würde sonst zu Verzerrungen führen. Der Aufnahmepegel lag damit, mit der Lautstärke der einzelnen Pfeifen leicht schwankend, im Bereich von rund -3 dB unterhalb der maximalen Aussteuerung. Die Vorverstärkung blieb während der Messung aller 40 Pfeifen unverändert. Dies ist für eine Vergleichbarkeit der Pfeifen unabdingbar.

Die Kalibrierung beider Mikrofone wurde unter exakter Beibehaltung der Einstellungen der Pfeifenmessungen durchgeführt. Dazu wurde der von einem Pistonfon gegebene Kalibrierton mit einem Schalldruckpegel von 94 dB bei einer Frequenz von 1 kHz mitgeschnitten. Zum Amplitudenwert des aufgenommenen Kalibriertons können die Amplituden der Pfeifenmessungen ins Verhältnis gesetzt werden. Damit sind quantitativ absolute Aussagen über den erfassten Schalldruckpegel möglich. Die Kalibrierung beider Mikrofone erfolgte zu Beginn und nach dem Ende der Messung aller Pfeifen. Dabei wurden Übertragungsfaktoren mit vernachlässigbaren Schwankungen ermittelt.

Kapitel 6

Emittierter Luftschall

Gegenstand der Untersuchung sind vier nominell baugleiche Orgelpfeifentypen. Sie variieren, wie in Kapitel 3.4 beschrieben, im Material der Pfeife und im Profil des Rohrresonators. Nachdem eine subjektive psychoakustische Unterscheidbarkeit durch den Hörer, zwischen Pfeifen verschiedenem Rohrresonatorprofils, in Kap. 4 nachgewiesen werden konnte, wird in diesem Kapitel der abgestrahlte Luftschall objektiv verglichen.

Die durchgeführten Analyseschritte werden zuerst vorgestellt (\leftrightarrow Kap. 6.1). Zur Verbesserung der Klarheit der Ergebnisse werden die in Kapitel 2.1 vorgestellten Merkmale der Klangfarbe einer Orgelpfeife aus dem Spektrum heraus gelesen. Harmonische Teiltöne, nicht-harmonische Spektralkomponenten und Grundfrequenz werden von diesem Punkte an getrennt diskutiert. Der Vergleich der Ergebnisse dieser drei Hauptmerkmale erfolgt dann auf verschiedenen Ebenen. Grundlegend wird diskutiert, wie stabil der Klang der einzelnen Pfeife bei wiederholtem Anblasen ist (\leftrightarrow Kap. 6.2). Darauf aufbauend werden Variationen zwischen den jeweils zehn baugleichen Vertretern der vier Testpfeifentypen überprüft (\leftrightarrow Kap. 6.3). Abschließend kommt es zum Vergleich der vier Testpfeifentypen – einer Diskussion des Einflusses von Material und Rohrresonatorprofil auf den Pfeifenklang (\leftrightarrow Kap. 6.4).

6.1 Analyse der Messungen

Das Spektrum der Orgelpfeife beinhaltet eine Vielzahl von Merkmalen des Klangcharakters der Orgelpfeife. Deren Unterschiede sind beim durchgeführten Vergleich nominell baugleicher Pfeifen gering. Aus diesem Grunde wurden einzelne Merkmale aus dem Gesamtspektrum herausgelöst. Verglichen werden harmonische Teiltöne, nicht-harmonische Spektralkomponenten und Grundfrequenz der einzelnen Pfeifen bzw. Pfeifentypen.

Zu Beginn wird die eingesetzte Software vorgestellt. Die mit ihrer Hilfe durchgeführten Analyseschritte zur Extrahierung der Klangmerkmale aus den Spektren der Orgelpfeifen werden danach erläutert.

6.1.1 Eingesetzte Software

Unter Nutzung des Freeware-Programms Scilab 3.0 wurden verschiedene Analyse-routinen entworfen. Scilab ist ein Softwaresystem für numerisches Rechnen mit einer offenen, leistungsfähigen Programmierumgebung, abgestimmt auf Aufgaben des Ingenieurwesens und wissenschaftliche Anwendungen, entwickelt von der französischen Scilab Development Group (2004). Scilab enthält umfangreiche Funktionen mit der Möglichkeit, andere Programmteile aus unterschiedlichen Sprachen (C, Fortran,...) zu integrieren. Es verarbeitet komplexe Datenstrukturen (Listen, Polynome, rationale Funktionen, lineare Systeme,...), beinhaltet einen Interpreter und eine weit entwickelte Programmiersprache. Eine Vielzahl an Toolboxen ist verfügbar. Scilab ist auf den wichtigsten UNIX Systemen, Linux und für Windows verfügbar. Das Paket besteht aus dem Quellcode und einem englischen Online-Hilfesystem. Dieses Programm eignet sich hervorragend zur Datenanalyse und ist darüber hinaus sehr flexibel und schnell veränderbar. Einzelne Ansätze lassen sich zügig einbinden und überprüfen.

6.1.2 Bestimmung des Pfeifenspektrums

Zur Bestimmung des Spektrums an Labium und Mündung der Orgel wurde eine Routine geschrieben, welche folgende, in ihrer Struktur in Abbildung 6.1 dargestellten, Schritte durchführt. Die Messdatei (\leftrightarrow Kap. 5.3.2), besteht aus 24 Einzelanblasvorgängen à einer Sekunde und einem 60 Sekunden währenden Dauerton. Sie wird in 84 Zeitbereiche mit einer Länge von je einer Sekunde (44100 samples) zerlegt¹. Diese werden mit einem Hann-Fenster bewertet, welches nötig ist, um den Ein- und Ausschwingvorgang der Einzelanblasvorgänge auszublenden und nur Informationen des eingeschwingenen, stationären Klangs zu analysieren (Reuter, 1995). Signalverzerrungen bei der anschließenden Fouriertransformation werden durch die Fensterung ebenfalls vermieden (Oppenheim u. a., 1997). Die erhaltenen Spektren einer jeden Pfeife werden für Labium- und Mündungsmessung gemittelt und dann als lineares oder als logarithmiertes, den absoluten Schalldruckpegelwert beinhalten-des, Spektrum gespeichert. Die Frequenzauflösung ist eindeutig gegeben. Durch die Fensterlänge von 44100 samples und die Abtastfrequenz von 44,1 kHz besitzen die resultierenden Spektren eine Frequenzauflösung von $df = 1$ Hz.

Die im Amplitudenbereich mögliche Auflösung kann aus den in Kapitel 5.3.2 beschriebenen Messbedingungen abgeleitet werden. Die dort erwähnte typische Aussteuerung während der Messung von rund -3 dB unterhalb der maximal quantisierbaren Amplitude, entspricht bei der gewählten Quantisierungsbreite von 16 bit² einem Betrag des Amplitudenwert von etwa $|y| = 23000$. Die kleinstmögliche erfassbare Schwankung dy hat den Wert 1. Dies ergibt eine theoretisch mögliche Am-

¹60 Zeitbereiche aus dem Daueranblasen und 24 Zeitbereiche aus den Einzelanblasvorgängen.

²einer maximal quantisierbaren Amplitude von $|y_{max}| = 2^{16-1} = 32768$ entsprechend

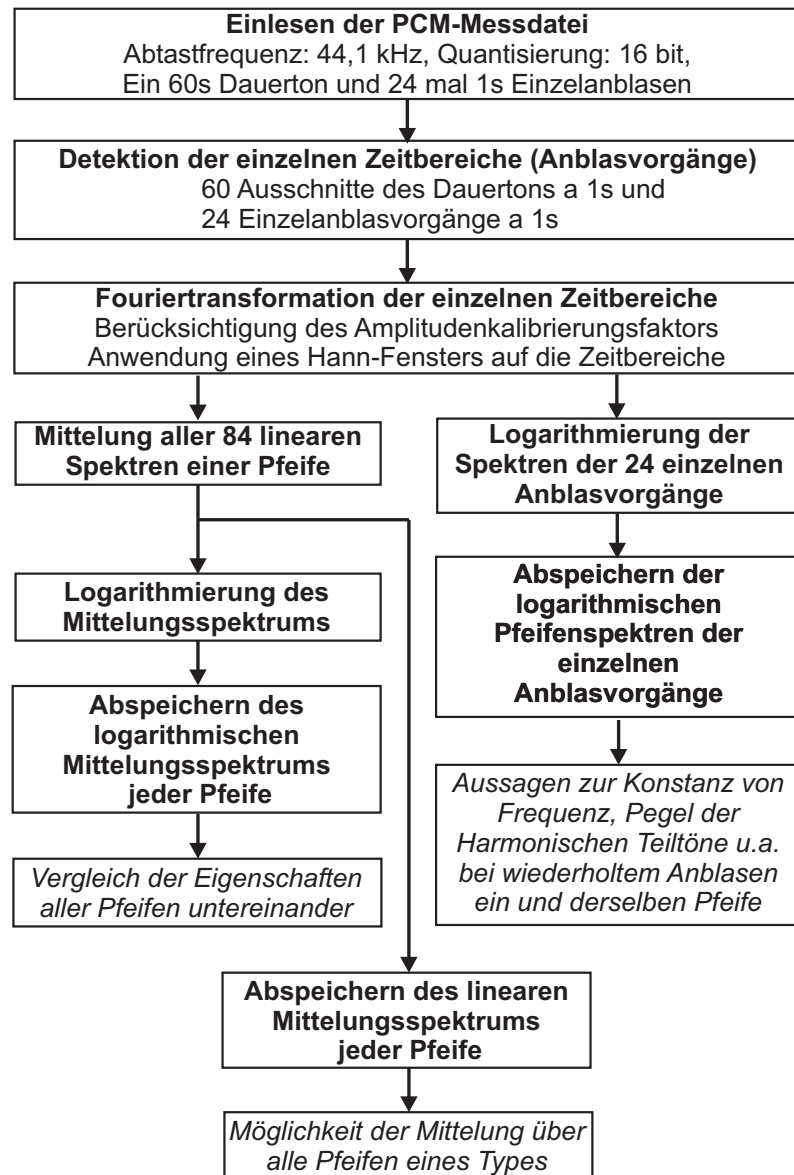


Abbildung 6.1: Analysestruktur zur Bestimmung des Spektrums an Labium und Mündung der untersuchten Pfeifen

plitudenaufösung von:

$$\begin{aligned} dy \text{ (dB)} &\approx 20 \cdot \lg \frac{23000 - 1}{23000} \\ &\approx 0,0003 \text{ dB} \end{aligned} \tag{6.1}$$

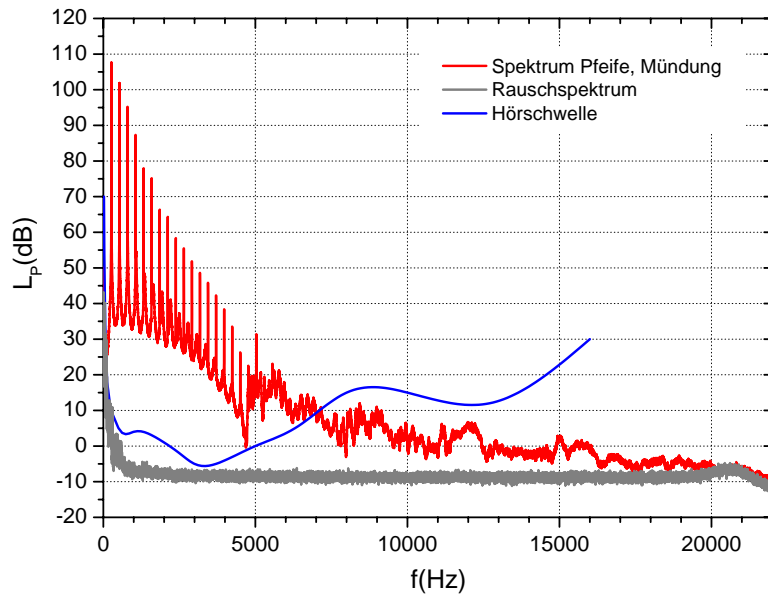
Selbst bei einer in der Praxis nicht auszuschließenden Verschlechterung dieses Amplitudenaufösungswertes, kann von einer sehr guten Genauigkeit im Pegelbereich ausgegangen werden.

Die hohe Anzahl an einfließenden Zeitbereichen (Mittelungsvorgängen) wurde zum einen realisiert, um bei einem Vergleich der Einzelanblasvorgänge Aussagen über die zeitliche Stationarität der Klangcharakteristika bei wiederholtem Anblasen treffen zu können (\leftrightarrow Kap. 6.2). Zum anderen bietet sich damit aber auch die Möglichkeit einer Mittelung, um stochastische Störsignale im deterministischen Messsignal zu minimieren. Der von der Soundkarte ermöglichte Signal/Rausch-Abstand von 93,4 dB kann mit jeder Verdopplung der Mittelungsvorgänge um 3 dB erhöht werden. Bei einer 84-fachen Mittelung erhöht dies den SNR-Wert um $3 \text{ dB} \cdot \lg 84 / \lg 2 = 19,2 \text{ dB}$ auf insgesamt: $\text{SNR}=112,2 \text{ dB}$. So erklärt sich auch der in Abb. 6.2 erkenntliche, und für alle Messungen zutreffende sehr hohe erfasste Dynamikumfang von 110 dB. Er resultiert aus dem Niveau des ersten harmonischen Teiltons oberhalb +105 dB und dem Pegel des Störgeräuschkpektrums der für Frequenzen oberhalb von 1 kHz bei unter -5 dB liegt. Die Erfassung dieses sehr großen Pegelbereiches ist nur durch die Signalmittelung möglich.

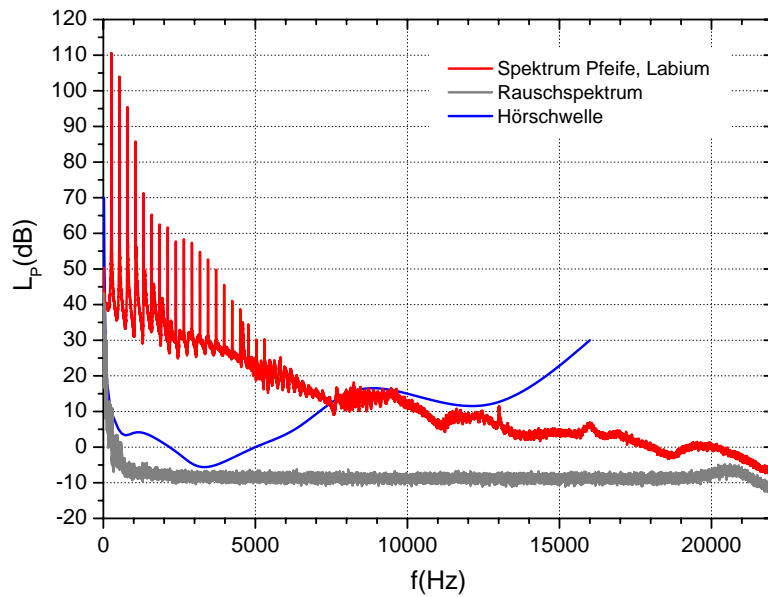
6.1.3 Getrennte Betrachtung klangrelevanter Spektralkomponenten

Ein typisches Beispiel für das an Mündung und Labium der untersuchten Orgelpfeifen abgestrahlte Schalldruckpektrum ist in Abb. 6.2(a) und 6.2(b) gegeben. Es beinhaltet alle Charakteristika des Orgelklanges (\leftrightarrow Kap. 2.1.2) und erstreckt sich von 0 bis 22050 Hz³. Es stellt sich die Frage ob die Betrachtung eines so breiten Frequenzbandes unter psychoakustischem Standpunkt sinnvoll ist? Zu diesem Zwecke ist die Hörschwelle nach Zwicker u. Fastl (1999) mit abgebildet. Diese macht deutlich, bei welcher Lautstärke welche Tonhöhe (Frequenz) eben noch wahrgenommen wird. Die Werte gelten für die Wahrnehmbarkeit einzelner Sinustöne. Für ein solch komplexes Tongebilde wie den Orgelklang muss von einer noch weiter verringerten Empfindlichkeit ausgegangen werden (Hellbrück, 1993; Zwicker u. Fastl, 1999)! Die Hörschwelle schneidet das Pfeifenspektrum im Bereich von rund 7 kHz. Dies stellt die sinnvolle obere Betrachtungsgrenze dar, da weiterhin zu beachten ist, dass der im Spektrum dargestellte Schalldruckpegel an der Mikrofonposition in nur 3 cm Abstand von der Pfeife erfasst wurde und sich das menschliche Ohr für eine Wahrnehmung des gleichen Frequenzbereiches auch an diesem Ort befinden müsste. In der Praxis ist das nicht der Fall und mit zunehmendem Abstand von der Schallquelle nimmt der Schalldruckpegel im Bereich des Direktschallfeldes weiter ab, wodurch der Wahrnehmungsbereich weiter beschränkt wird.

³Das dabei gegebene Störsignal ist in Form des Störgeräuschkpektrums ebenfalls abgebildet.



(a) Messung an der Mündung



(b) Messung am Labium

Abbildung 6.2: Fourierspektrum des emittierten Schalls in vollständiger gemessener Bandbreite. Am Messort gegebenes Störgeräuschkpektrum. Durchschnittliche Ruhehörschwelle des menschlichen Gehörs.

6.1.4 Harmonische Teiltöne

Die diskreten harmonischen Teiltöne, die das bedeutendste klangliche Merkmal der Orgelpfeife darstellen (Helmholtz, 1981; Lottermoser, 1983a; Fletcher u. Rossing, 1998), wurden aus dem Spektrum jeder einzelnen Pfeife extrahiert. Eine Routine liest dazu, von einer empirisch bestimmten mittleren Grundfrequenz aller Pfeifen von 265 Hz ausgehend, in einem durch die Teiltonordnung N definierten schmalen Frequenzband (untere Grenzfrequenz: f_u , obere Grenzfrequenz: f_o) den harmonischen Teilton durch Detektion und Speichern des maximalen vorhandenen Signalwertes und der zugehörigen Frequenz aus.

$$\begin{aligned}f_u(N) &= N \cdot (265 - 5)\text{Hz} \\f_o(N) &= N \cdot (265 + 5)\text{Hz}\end{aligned}\tag{6.2}$$

Dies ist bis zum 16. harmonischen Teilton (~ 3975 Hz) für alle Pfeifen möglich. Wie man in Abbildung 6.2 sieht, ist oberhalb dieser Frequenz kein genügender Signal/Rausch-Abstand zwischen den harmonischen Teiltönen und den umgebenden nicht-harmonischen Signalkomponenten gegeben. Dieser Effekt limitiert sowohl die obere Grenzfrequenz des Auslesealgorithmus' als auch der psychoakustischen Wahrnehmung durch den Menschen in gleicher Weise. Ein Informationsverlust zwischen objektiver Messgröße und subjektiver Empfindung entsteht damit nicht.

6.1.5 Grundfrequenz der Pfeifen

Die Grundfrequenz der Pfeifen wird durch die Mensur und die darin festgelegten Parameter Länge und Durchmesser des Rohrresonators sowie durch die Intonation beeinflusst. Da versucht wurde, all diese Faktoren bei den untersuchten Pfeifen gleich zu halten, ist eine Aussage über etwaige Unterschiede der Grundfrequenz sehr wichtig.

Wie in Kapitel 6.1.3 beschrieben, beträgt die gegebene Frequenzauflösung df genau 1 Hz. Da die Frequenzen der harmonischen Teiltöne, im stationären Klang, exakt das Produkt aus der Ordnung N des Teiltöns und der Grundfrequenz f_G darstellen, ist es üblich, genauere Werte für die Grundfrequenz mittels Division der Frequenz eines höheren Teiltöns durch seine Ordnung zu erhalten. Mit dieser Methode wurde die Grundfrequenz jeder Pfeife aus der Frequenz des zehnten Teiltöns bestimmt. Dies steigert die Frequenzauflösung df auf 0,1 Hz und ermöglicht genauere Aussagen über die Einflüsse von Geometrie und Material des Rohrresonators auf die Grundfrequenz der untersuchten Pfeifen.

6.1.6 Nicht-harmonische Spektralanteile

Die nicht-harmonischen Spektralanteile⁴ sind nicht direkt an die Grundresonanz oder eine ihrer Vielfachen gekoppelt. Dies führt zu einem deutlich instabileren Auftreten

⁴In der Literatur oft auch als Rauschkomponenten bezeichnet, jedoch hängt diesem Namen der Beigeschmack eines störenden Charakters an, was im hiesigen Falle nicht zutrifft.

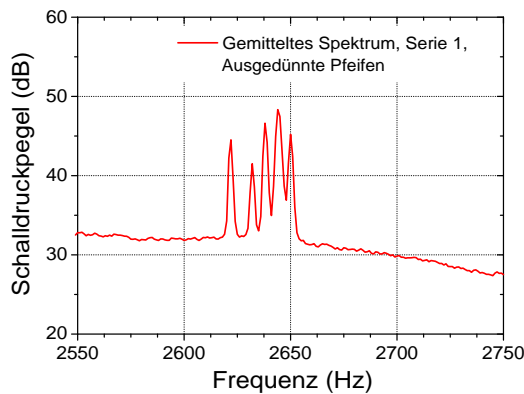


Abbildung 6.3: Bildung mehrerer Maxima im Bereich der harmonischen Teiltöne durch Überlagerung der einzelnen Pfeifenspektren während der Mittelung. Abgebildetes Beispielspektrum: Serie 1, Ausgedünnte Pfeifen, Labium, 10. Teilton.

dieser Komponenten im Spektrum der Pfeife. Die Folge ist, dass zu diesen Größen beim einmaligen Anblasen der Pfeife keine Aussage getroffen werden kann. Um dennoch sinnvolle Ergebnisse zu ermöglichen, ist zumindest eine Mittelung der bei mehrfachem Anblasen einer Pfeife erhaltenen Spektren nötig.

Zusätzlich muss für eine Erkennbarkeit der geringen Unterschiede eine dem Problem angepasste Darstellungsweise eingesetzt werden. Die erhaltenen Differenzen der nicht-harmonischen Komponenten im Spektrum des abgestrahlten Schalls der untersuchten Pfeifen liegen im Bereich weniger Dezibel. Bei der Betrachtung des gesamten Spektrums der Pfeife, welches einen Pegelbereich von bis zu 110 dB überstreicht⁵, wäre es nicht möglich, solch feine Differenzen klar zu erkennen und zu interpretieren (\leftrightarrow Abb. 6.2). Um die Vergleichbarkeit zu verbessern, wurde bei nominell baugleichen Pfeifen innerhalb der vier Testpfeifengruppen (\leftrightarrow Kap. 6.3) wie folgt vorgegangen. Zuerst wurde das gemittelte Spektrum jeder einzelnen Pfeife gleichen Typs bestimmt. Aus diesen Spektren aller Pfeifen eines Typs wurde die Standardabweichung berechnet. Dieser Vorgang wurde für die Messung am Labium als auch an der Mündung der Pfeife durchgeführt.

Beim darauf aufbauenden Vergleich der verschiedenen Pfeifentypen (\leftrightarrow Kap. 6.4) wurde aus den Spektren der zehn Pfeifen einer Gruppe das Spektrum der Gruppe für Labium und Mündung berechnet. Diese vier Spektren wurde wiederum gemittelt und von erhaltenen Spektrum wurden dann die vier Spektren der Pfeifentypen abgezogen. Ergebnis dieser aufwendigen Prozedur ist eine bessere Deutlichkeit vorhandener Unterschiede, denn das dargestellte Spektrum zeigt nun die Differenz des einzelnen Pfeifentyps zum gemeinsamen Mittelwert aller vier Pfeifentypen.

Bei der Betrachtung der nicht-harmonischen Komponenten des Spektrums können die harmonischen Teiltöne außer Acht gelassen werden. Sie würden sonst die graphische Darstellung verzerren. Ihre Spektrumsspitzen schwanken um den Bereich der Frequenzen der harmonischen Teiltöne. Dies ist ein Artefakt der Mittelungspro-

⁵Einem Amplitudenverhältnis zwischen schwächstem und stärkstem Schalldruck von rund 1/316000 entsprechend!

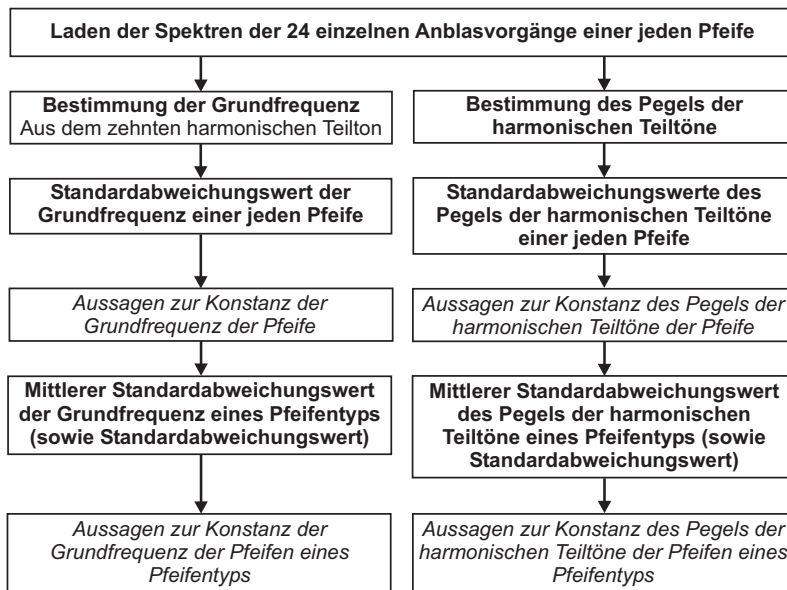


Abbildung 6.4: Analysestruktur zur Überprüfung der Stationarität (Standardabweichung) der Grundfrequenz und des Pegels der harmonischen Teiltöne bei wiederholtem Anblasen der gleichen Pfeife.

zedur, das keine Aussage in sich trägt, siehe Abb. 6.3. Daher sind die Frequenzbänder um die harmonischen Teiltöne in den Abbildungen ausgeblendet. Diese Bandbereiche werden mit steigender harmonischer Ordnung breiter, was dadurch bedingt ist, dass die Frequenzen ein Produkt der Grundfrequenz mit der Ordnung des Teiltons darstellen und somit auch die Grundfrequenzunterschiede der einzelnen Pfeifen linear mit der Ordnung wachsen. In der resultierenden Darstellung der Unterschiede nicht-harmonischer Spektralkomponenten der Testpfeifen ist beim ersten Teilton der Bereich von 261,0 bis 266,9 Hz und beim höchsten noch dargestellten Teilton, dem sechzehnten, der Frequenzbereich von 4176,0 bis 4270,4 Hz ausgeblendet (Kap. 6.3, Abb. 6.8, S. 64 und Kap. 6.4, Abb. 6.10, S. 67). – Insgesamt entstehen durch die beschriebenen Analyse- und Darstellungsmethoden deutliche Aussagen zu den Unterschieden der nicht-harmonischen Spektralkomponenten der untersuchten Testpfeifen.

6.2 Differenzen des Klangs einer Pfeife bei wiederholtem Anblasen

Die Überprüfung der Stationarität des abgestrahlten Schalls einer einzigen Pfeife bei ihrem wiederholten Anblasen bildet die Grundlage für den darauf aufbauenden Vergleich verschiedener Pfeifen gleichen Typs (\leftrightarrow Kap. 6.3) und letztendlich für die Diskussion verschiedener Pfeifentypen (\leftrightarrow Kap. 6.4). Nur wenn jede einzelne Pfeife in ihren Eigenschaften konstant ist, macht es Sinn, verschiedene Pfeifen und Pfeifentypen zu vergleichen. Bei der Analyse der Messung einer jeden Pfeife wurde auch eine Fourieranalyse für jeden der 24 wiederholten Einzelanblasvorgänge durchgeführt.

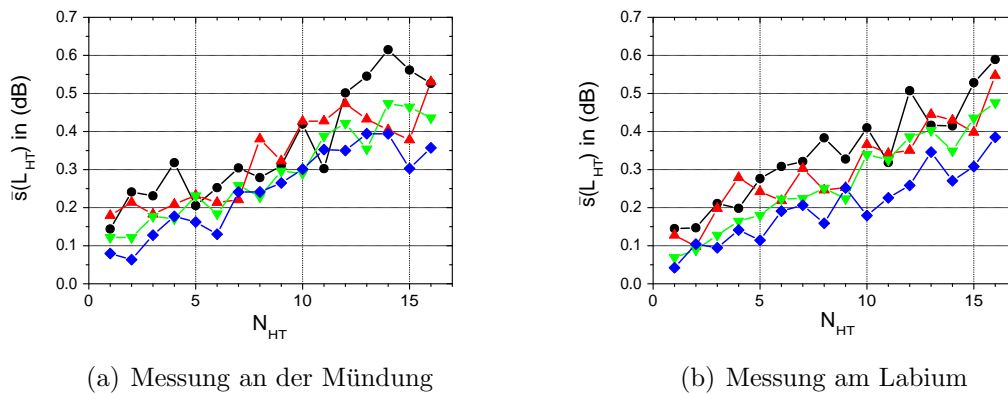


Abbildung 6.5: Standardabweichung des Pegels der harmonischen Teiltöne der vier Pfeifentypen bei wiederholtem Anblasen.

Aus den erhaltenen 24 Spektren kann nun abgelesen werden, in welchem Maße sich das Spektrum bei wiederholtem Anblasen verändert (\leftrightarrow Abb. 6.4). Im folgenden wird dies für die harmonische Frequenz und den Pegel der harmonischen Teiltöne diskutiert. Für die nicht-harmonischen Spektralanteile ist aufgrund des in Kapitel 6.1.6 genannten Verhaltens kein Vergleich möglich.

6.2.1 Harmonische Teiltöne

Aus den 24 Spektren des wiederholten Anblasens einer Pfeife wurden die Schalldruckpegelwerte bis zum 16. harmonischen Teilton ausgelesen und die Standardabweichung des jeweiligen Teiltonspiegels für das wiederholte Anblasen bestimmt. Dies wurde für alle Pfeifen durchgeführt.

Abbildung 6.5 zeigt die mittlere Standardabweichung der Teiltonpegel für die untersuchten Pfeifentypen. Diese nimmt für alle Pfeifentypen mit der Ordnung des Teiltons zu. Zu erklären ist dies durch die mit zunehmender Ordnung des Teiltons (Frequenz) abnehmende Überlappung der longitudinalen Rohrresonanzen und der Vielfachen des Grundtons (\leftrightarrow Kap. 2.1.2). Dadurch werden die höheren Teiltöne indirekter und energieärmer angeregt und sind somit auch im Pegel variabler. Weiterhin ist der Signal/Rausch-Abstand mit höherer Frequenz geringer, was den Einfluß stochastischer Störsignale erhöht. Die Standardabweichung der Teiltonpegel steigt von rund 0,1 dB für den ersten Teilton nahezu linear auf 0,5 dB für den 16. Teilton an. Ein etwas höheres Niveau ist für die Pfeifen aus Serie 1 (95% Zinn 4% Blei Legierung), insbesondere die ausgedünnten Vertreter, erkennbar. Dennoch sind die erhaltenen Werte für alle Pfeifen sehr gering und die Schwankung der Teiltonpegel bei wiederholtem Anblasen einer Pfeife als vernachlässigbar zu bewerten.

6.2.2 Grundfrequenz

Aus den 24 Spektren des wiederholten Anblasens einer jeden Pfeife wurde während des Vorgangs der Datenanalyse die Grundfrequenz bestimmt (\leftrightarrow Kap. 6.1.5). An Labium und Mündung ergab sich dabei *immer* der gleiche Wert. Für die dabei

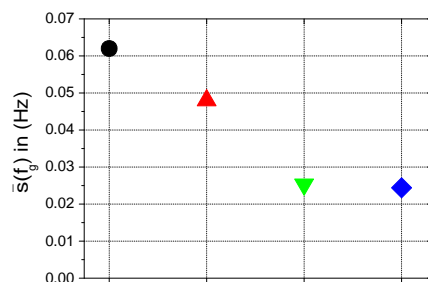


Abbildung 6.6: Standardabweichung der Grundfrequenz der vier Pfeifentypen bei wiederholtem Anblasen.

erhaltenen 24 Grundfrequenzwerte wurde die Standardabweichung bestimmt. Um Aussagen zur Variation der Grundfrequenz innerhalb der je zehn Pfeifen der vier untersuchten Pfeifentypen machen zu können, wurde für alle zehn Vertreter eines Typs der Mittelwert dieser Standardabweichungswerte gebildet.

In Abbildung 6.6 sind die ermittelten Werte dargestellt: für die Pfeifen aus Serie 1 (95% Zinn 4% Blei Legierung) ergeben sich Werte und zugehörige Standardabweichungen von $0,062 \pm 0,0057$ Hz und $0,048 \pm 0,0042$ Hz für die ausgedünnten bzw. parallelwandigen Vertreter. Die Pfeifen aus Serie 2 (33% Zinn 66% Blei) liefern Werte von $0,025 \pm 0,0022$ Hz bzw. $0,024 \pm 0,0021$ Hz. Für die Pfeifen aus Serie 2 sind die Werte noch einmal um die Hälfte geringer und damit als sehr stabil einzustufen. Die geringen Standardabweichungswerte im Bereich einiger zehn Millihertz bekräftigen das Zutreffen dieser Aussage für alle Pfeifen. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die harmonische Frequenz bei wiederholtem Anblasen nahezu völlig konstant ist.

6.3 Unterschiede nominell baugleicher Pfeifen

In diesem Kapitel erfolgt die nächste Stufe des Vergleichs auf dem Wege zu einer Aussage bezüglich des Einflusses von Material und Geometrie der Orgelpfeife auf ihren Klang.

Wurde in Kapitel 6.2 betrachtet, wie stabil der Klang einer einzelnen Pfeife bei wiederholtem Anblasen ist, wird nun verglichen, wie groß Unterschiede innerhalb der je zehn nominell baugleichen Pfeifen sind, welche gemeinsam je einen der vier untersuchten Pfeifentypen vertreten. Es werden somit Unterschiede des Pegels der harmonischen Teiltöne und der Rauschkomponenten des Spektrums *innerhalb* der vier Pfeifentypen betrachtet.

6.3.1 Harmonische Teiltöne

Der Pegel der harmonischen Teiltöne einer Pfeife kann bei wiederholtem Anblasen als nahezu konstant eingestuft werden (\leftrightarrow Kap 6.2.1). Diese Ergebnisse bestätigen die Zweckmäßigkeit und Richtigkeit der Bestimmung eines Mittelwertes für die Pegelwerte der Teiltöne einer Pfeife. – Wie ähnlich sind sich nun die Schalldruckpegel der harmonischen Teiltöne der je zehn Vertreter der vier untersuchten Pfeifentypen?

Der Mittelwert des Schalldruckpegels der Teiltöne jeder Pfeife eines der vier Typen wurden nun mit den Werten der anderen Pfeifen gleichen Typs verglichen und die Standardabweichung berechnet. Abbildung 6.7 zeigt die Ergebnisse für die Pegel der harmonischen Teiltöne an der Mündung 6.7(a) und am Labium 6.7(b). Die Werte nehmen an beiden Messpunkten von rund 0,25 dB für den ersten Teilton linear auf 2,5 dB für den sechzehnten Teilton zu. Damit liegen sie über den Werten für das wiederholte Anblasen einer Pfeife, jedoch sind die Differenzen zwischen den einzelnen Pfeifen eines Typs nur gering. Zwischen den Teiltonpegeln der einzelnen Pfeifen eines Typs bestehen also mit der Ordnung zunehmende Unterschiede. In Betracht der absoluten Schalldruckpegelwerte sind diese Differenzen noch als gering einzuschätzen.

Eine Ausnahme stellen der zweite und dritte Teilton dar. Grund dafür ist die in diesem Frequenzbereich angesiedelte, von Heckl u. Ramamurti (1979) beschriebene, Ringdehnfrequenz des zylindrischen Pfeifenkörpers welche den abgestrahlten Schalldruckpegel verstärkt variieren lässt.

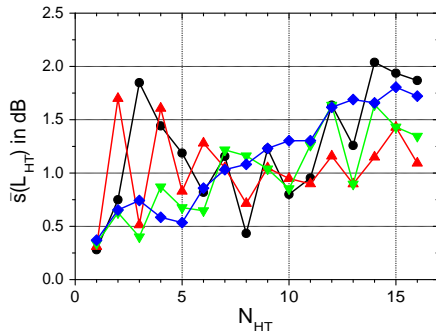
6.3.2 Nicht-harmonische Komponenten

In diesem Abschnitt werden die nicht-harmonischen Spektralkomponenten der einzelnen Pfeifen gleichen Typs miteinander verglichen. Die Werte der Standardabweichung für die Spektren an der Mündung und am Labium sind aus Abbildung 6.8(a) bzw. 6.8(b) ersichtlich. Sowohl an Labium als auch an der Mündung herrscht für alle Pfeifentypen ein durchschnittliches Niveau von 1 bis 2 dB. Nur die ausgedünnten Vertreter der Serie 1 liegen mit zunehmender Frequenz leicht über diesen Werten.

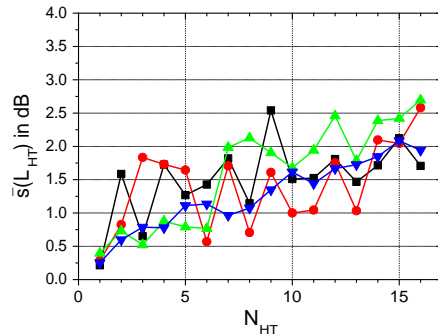
Ferner sind einzelne schmalbandige Maxima, die diese Werte deutlich überschreiten, auffällig. Dabei handelt es sich um die Längsresonanzen des Rohres, die sich mit zunehmender Frequenz immer weiter von den harmonischen Teiltönen entfernen (\leftrightarrow Kap. 2.1.2). Im Bereich dieser Rohrresonanzen bestehen stärkere Unterschiede zwischen den Vertretern der nominell baugleichen Pfeifen. Diese werden von geringen Formunterschieden des Rohrresonators stärker geprägt als die harmonischen Teiltöne selbst, welche vom ersten Teilton (dem Grundton) in ihrer Frequenz festgelegt werden. Allgemein sind die Unterschiede als gering und für alle Pfeifentypen ähnlich stark ausgeprägt zu beschreiben.

6.4 Einfluss von Resonatorprofil und Material

Nachdem die Variationen im Spektrum jeder einzelnen Pfeife bei wiederholtem Anblasen (\leftrightarrow Kap. 6.2) bzw. innerhalb der nominell baugleichen Pfeifen eines der vier Pfeifentypen (\leftrightarrow Kap. 6.3) untersucht wurden, kann nun, auf dem dabei gewonnenen Ergebnis der geringen Variation der betrachteten Kriterien basierend, der Vergleich zwischen den vier unterschiedlichen Pfeifentypen (\leftrightarrow Kap. 3.4) selbst erfolgen.

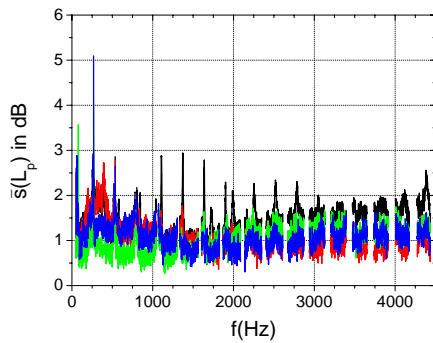


(a) Messung an der Mündung

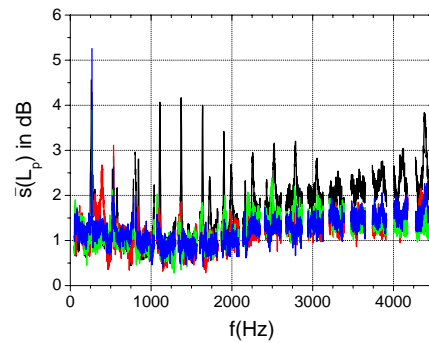


(b) Messung am Labium

Abbildung 6.7: Vergleich nominell baugleicher Pfeifen: Standardabweichung der harmonischen Teiltonpegel der zehn nominell baugleichen Pfeifen der vier untersuchten Pfeifentypen.



(a) Messung an der Mündung



(b) Messung am Labium

Abbildung 6.8: Vergleich nominell baugleicher Pfeifen: Standardabweichung des Pegels der Rauschkomponenten der zehn nominell baugleichen Pfeifen der vier untersuchten Pfeifentypen. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.

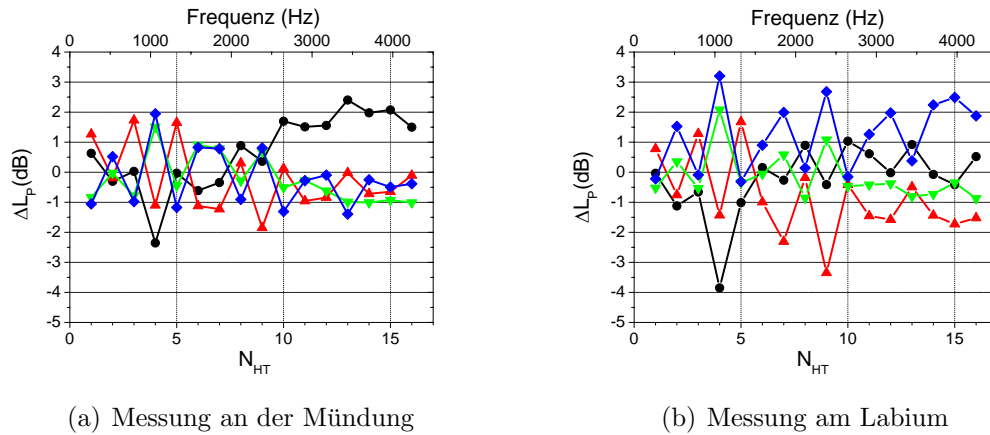


Abbildung 6.9: Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz der mittleren Schalldruckpegel der harmonischen Teiltöne zum gemeinsamen Mittelwert.

6.4.1 Harmonische Teiltöne

Die nicht logarithmierten Schalldruckwerte eines jeden Teiltones jeder Pfeife wurden für die Messungen an Pfeifenlabium und -mündung innerhalb der vier Testpfeifengruppen gemittelt und der erhaltene Wert logarithmiert. Damit ergeben sich für Labium und Mündung jedes Pfeifentyps Kurvenverläufe, welche den Pegel der harmonischen Teiltöne über der Frequenz darstellen. Für eine bessere Deutlichkeit der Ergebnisse wird nun auch hier, für Labium und Mündung getrennt, ein Mittelwert über alle vier Pfeifentypen gebildet, welcher dann von den einzelnen Pegelwerten der vier Pfeifentypen abgezogen wird. Ist ein Pfeifentyp lauter als der Mittelwert aller vier Teilnehmer so liegt die erhaltene Differenz der Schalldruckpegel im positiven Bereich. Sind die betrachteten Teiltöne leiser, so ergibt sich eine negative Pegeldifferenz.

Abbildung 6.9 zeigt diese Differenzwerte für die harmonischen Teiltöne eins bis sechzehn. Abbildung 6.9(a) stellt die an der Mündung der untersuchten Pfeifen erhaltenen Werte dar. An diesem Messpunkt ist die Wandstärke der ausgedünnten Pfeifen minimal, was ein Nachgeben gegenüber der inneren Druckkraft begünstigt. Es ist erkennbar, dass insbesondere die ausgedünnten Pfeifen aus Serie 1 (95% Zinn 4% Blei Legierung) sich vom Verhalten der anderen drei Pfeifentypen unterscheiden. Ab dem zehnten Teilton (~ 2600 Hz) haben die harmonischen Teiltöne dieses Pfeifentyps einen höheren Schalldruckpegel als die der anderen Teilnehmer. Am Labium (Abb. 6.9(b)) ist kein Unterschied in der Wandstärke des Rohrresonators zwischen den Pfeifen gegeben. Sie alle weisen eine Dicke von 0,7 mm auf, und der Unterschied liegt hier nur noch in den beiden verschiedenen Legierungen. Dies führt zu keinem deutlichen Unterschied im mittleren Schalldruckpegel der harmonischen Teiltöne.

Es ist möglich, Pfeifenserie 1 und Pfeifenserie 2 anhand des beim vierten Teilton gegebenen Schalldruckpegels zu separieren. Sowohl an der Pfeifenmündung als auch am Labium wird dieser Teilton von den Pfeifen mit dem höheren Zinnanteil von Pfeifenserie 1 im Mittel um 3 dB leiser abgestrahlt als von Pfeifenserie 2 mit höherem Bleianteil.

6.4.2 Nicht-harmonische Komponenten

Die Unterschiede im Schalldruckpegel der nicht-harmonischen Spektralkomponenten sind für Labium und Mündung in Abb. 6.10(a) bzw. 6.10(b) erfasst. Folgende Aussagen können den Messkurven entnommen werden:

- An der Mündung strahlen die Pfeifen aus Serie 1 einen höheren Schalldruckpegel ab als die sich im Material unterscheidenden Exemplare von Serie 2.
- Ab 1 kHz werden die ausgedünnten Pfeifen aus Serie 1 mit zunehmender Frequenz um bis zu 3 dB lauter als die anderen Vertreter. Dies gilt für Labium und Mündung.
- An der Mündung sind die parallelwandigen Pfeifen aus Serie 1 unterhalb von 1 kHz um bis zu 2 dB lauter als die anderen vier Testpfeifentypen.

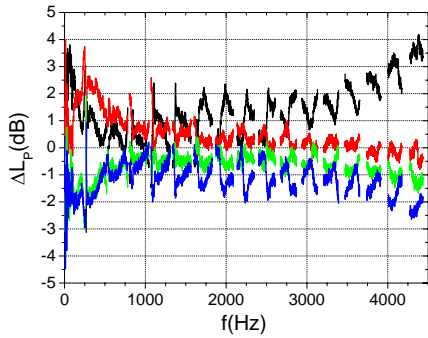
Die Ursachen für dieses Verhalten liegen in der Oszillation und damit verbundenen Schallabstrahlung des Pfeifenkörpers. Bei tieffrequenten Oszillationen der Resonatorstruktur kommt es durch die geringe Auslenkung der Resonatoroberfläche verbunden mit dem ineffizienten Quellcharakter eines Quadrupols zu keiner wirksamen Schallabstrahlung. Mit steigender Frequenz wird das Verhältnis von Pfeifenumfang zur Wellenlänge größer, da letztere abnimmt. Dadurch verbessert sich die Strahlungsimpedanz und die Umsetzung von Oberflächenschwingungen in eine Abstrahlung von Schalldruck verbessert sich, unabhängig davon, ob die Querschnittsfläche einem elliptischen oder einem atmenden Bewegungsmuster folgt (\leftrightarrow Kap. 3.2.2 und 3.3.1).

Ab einer Frequenz von rund 4,2 kHz setzen Querresonanzen ein, deren Druckvektor senkrecht auf die innere Pfeifenwand auftrifft und diese besser zur Oszillation anregen kann, als es die Längsresonanzen vermögen. Gemeinsam mit der verbesserten Strahlungsimpedanz führt dies, abhängig von der zu beschleunigenden Masse (ausgedünnte oder parallelwandige Pfeife) zu einer stärkeren Schwingungs- und Schalldruckamplitude als bei tieferen Frequenzen. Dies bestätigt sich, wie in Abbildung 6.11 zu sehen, für die Pfeifen aus Serie 1 gut. Diese besitzen eine geringere Dichte als die Pfeifen aus Serie 2 mit höherem Bleianteil und lassen sich deshalb bei gleicher Anregungskraft zu stärkerer Schwingung anregen. Die masseärmeren ausgedünnten Pfeifen zeigen, insbesondere an der Mündung, einen um einige Dezibel höheren Schalldruckpegel als die parallelwandigen Vertreter⁶.

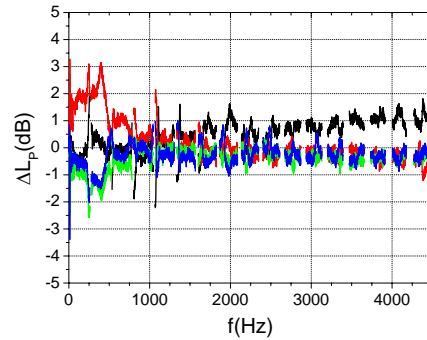
6.4.3 Grundfrequenz

Die mittlere Grundfrequenz der untersuchten vier Pfeifentypen wurde durch Mittelung über die Grundfrequenzen der zehn Exemplare jedes Pfeifentyps bestimmt. Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse. In Pfeifenserie 1 zeigen die ausgedünnten Pfeifen mit konischem Wandungsprofil des Rohrresonators die niedrigere Grundfrequenz von 264,9 Hz im Vergleich zu 265,55 Hz der Pfeifen gleichen Materials jedoch mit parallelwandigem Rohrresonator. Die Ursache hierfür liegt in der geringeren mechanischen Stabilität der ausgedünnten Pfeifen. Aufgrund dieser Tatsache kann der

⁶Auf eine Darstellung der nicht nennenswerten Unterschiede in Pfeifenserie 2 wird verzichtet.

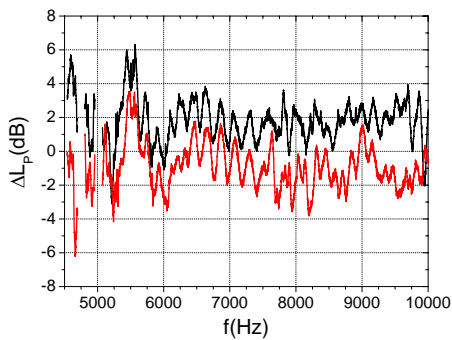


(a) Messung an der Mündung

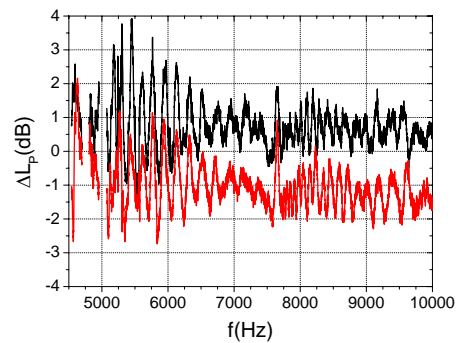


(b) Messung am Labium

Abbildung 6.10: Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz der vier Mittelungsspektren zum gemeinsamen Mittelwert. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.



(a) Messung an der Mündung



(b) Messung am Labium

Abbildung 6.11: Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz zwischen dem Mittelungsspektrum der ausgedünnten und parallelwandigen Pfeifen aus Serie 1, zum gemeinsamen Mittelwert der vier untersuchten Pfeifentypen. Betrachtet wird der Frequenzbereich der Querresonanzen des Rohresonators, zwischen 4,5 und 10 kHz. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.

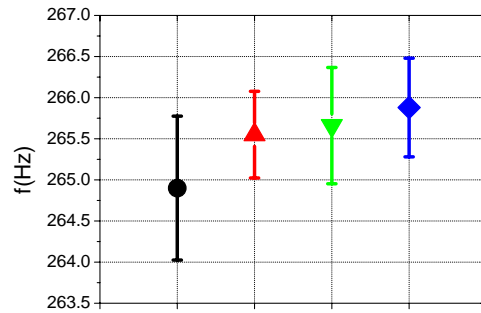


Abbildung 6.12: Vergleich der vier Testpfeifentypen: Mittlere Grundfrequenz und deren Standardabweichung für alle vier untersuchten Pfeifentypen.

ausgedünnte Rohrresonator zum einen leichter mit der internen Druckanregung mitzuschwingen (diese Annahme bestätigt sich in Kap. 7.2.3) und zum anderen ist er auch empfindlicher gegenüber mechanischer Belastung bei Herstellung, Transport und Lagerung der Pfeife, die seine Geometrie und damit die akustischen Eigenschaften verändert. Diese Annahme wird unterstützt von den Standardabweichungen der Grundfrequenz beider Rohrresonatorausführungen: Ausgedünnte Pfeifen: 0,875 Hz, Parallele Pfeifen 0,527 Hz. Der Wert innerhalb der Gruppe der ausgedünnten Pfeifen schwankt, aufgrund des genannten Stabilitätsunterschiedes, deutlich stärker. Die für Pfeifenserie 1 getätigten Aussagen treffen auch auf die zweite untersuchte Gruppe, Pfeifenserie 2, zu. Hier ergibt sich im Mittel für die Grundfrequenz der ausgedünnten Pfeifen ein Wert von 265,66 Hz, welcher 265,88 Hz für die parallelwandige Ausführung gegenüber steht. Die Standardabweichung des Grundfrequenzwertes liegt für die ausgedünnten Pfeifen auch hier (etwas) höher als für die parallelwandigen Vertreter.

Die Aussagen der Messungen, dass 1.) die ausgedünnten Pfeifen für beide Materialien die geringere Grundfrequenz haben, 2.) die Standardabweichung der Grundfrequenz bei den ausgedünnten Pfeifen größer ist als bei den parallelwandigen, und 3.) beide Phänomene bei der Pfeifenserie 1 stärker ausgeprägt sind als bei Serie 2, korrelieren gut mit den Ergebnissen der psychoakustischen Untersuchung, in welcher insbesondere die ausgedünnten Vertreter aus Pfeifenserie 1 als klanglich verschieden von den drei weiteren Pfeifentypen wahrgenommen wurden.

Die unterschiedliche Geometrie der Pfeifenmündung bewirkt auch eine Veränderung des Reflexionsfaktors r zwischen der Pfeifenmündung und dem äußeren akustischen Freifeld (\leftrightarrow Kap. 3.1). Dies beeinflusst die Länge der akustisch wirksamen Luftsäule in der Orgelpfeife, welche die Längsresonanzen bildet und somit die Grundfrequenz definiert. Der Unterschied in der Mündungsgeometrie zwischen ausgedünnten und parallelwandigen Orgelpfeifen ist jedoch sehr gering. Führt ein Unterschied von 0,7 mm zu 0,4 mm an der Pfeifenmündung bereits zu einem nennenswerten Unterschied zwischen parallelwandigen und ausgedünnten Pfeifen?

Detaillierte Untersuchungen zu dieser, für den Musikinstrumentenbau wichtigen Einflussgröße wurden von Dalmont u. a. (2001) durchgeführt. Entscheidend ist das Verhältnis zwischen innerem Durchmesser a und äußerem Durchmesser b des Rohr-

Tabelle 6.1: Aus der Grundfrequenz f_G der Luftschallmessungen bestimmte akustisch wirksame Luftsäulenlänge l_{ac} der vier Pfeifentypen (Mittelwerte). Vergleich der akustisch gegebenen Luftsäulenlängendifferenz Δl_{ac} zwischen ausgedünnten und parallelen Pfeifen mit dem theoretisch berechneten, durch die unterschiedliche Mündungsgeometrie verursachten Differenzwert.

Pfeifenserie (Legierung)	Rohrresonatorprofil	f_G (Hz)	l_{ac} (mm)	Δl_{ac} (mm)	Δl_{ac} (mm) (theor. Wert)
Serie 1 (95% Zinn 4% Blei)	ausgedünnt	264,9	641,75	+1,57	+0,1
	parallel	265,55	640,18		
Serie 2 (33% Zinn 66% Blei)	ausgedünnt	265,66	639,92	+0,52	+0,1
	parallel	265,88	639,38		

resonators. Am Labium ist die Geometrie beider Pfeifentypen gleich und beeinflusst die Schallreflexion und damit auch die Grundfrequenz nicht. Für einen rohrförmigen Abschluss erhielten Dalmont u. a. (2001) folgende Gleichung für den Längenkorrekturfaktor δ zwischen gegebener und akustisch wirksamer Länge des Rohrresonators:

$$\delta = 0,8216a - \frac{a}{b}(0,2083) + 0,057 \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^5 \right] a \quad (6.3)$$

Die untersuchten ausgedünnten Pfeifen besitzen am Labium ein Verhältnis von innerem Durchmesser a zu äußerem Durchmesser b von $\frac{a_{\Delta}}{b_{\Delta}} = \frac{22,35 \text{ mm}}{22,75 \text{ mm}} = 0,9824$. Das ergibt eine Längenkorrekturwert für die akustisch schwingende Luftsäule zur rein physisch gegebenen von $\delta_{\Delta} = 20,414 \text{ mm}$. Für die parallelwandigen Pfeifen (nicht ausgedünnt) führen die Werte $\frac{a_{\parallel}}{b_{\parallel}} = \frac{22,35 \text{ mm}}{23,05 \text{ mm}} = 0,9696$ zum Korrekturwert $\delta_{\parallel} = 20,314 \text{ mm}$. Der Unterschied der akustisch wirksamen Länge der schwingenden Luftsäule zwischen beiden Pfeifentypen beträgt damit nur 0,1 mm! Diesen berechneten Wert gilt es nun mit den gemessenen Werten der Grundfrequenzen zu vergleichen, um zu überprüfen, ob der geringe Unterschied der Mündungsgeometrie bereits für die Differenz der Grundfrequenzen verantwortlich ist. Von der gemessenen Grundfrequenz ausgehend, welche mit der halben Wellenlänge korreliert, kann die Länge der schwingenden Luftsäule berechnet werden: $l = \lambda/2 = \frac{c}{2f}$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Bei einer Schallgeschwindigkeit von 340 m/s ergeben sich für Pfeifenserie 1 641,75 mm und 640,18 mm für konisch und parallel profilierte Testpfeifen. Der Unterschied beträgt 1,57 mm. Für Serie 2 lauten die entsprechenden Werte: 639,32 mm, 639,38 mm und 0,52 mm. Für beide Pfeifenserien ist die Längendifferenz der schwingenden Luftsäulen, welche sich aus der gemessenen Grundfrequenz ergibt, größer als der nach der Theorie von Dalmont vorhergesagte Unterschied. Es ist davon auszugehen, dass das stärkere Atmen der ausgedünnten Rohrresonatoren bei beiden Pfeifenserien zu einer Absenkung der Schallgeschwindigkeit im Rohrresonator führt und somit die Grundfrequenz der ausgedünnten Pfeifen senkt.

Kapitel 7

Dynamische Veränderung der Pfeifenquerschnittsfläche

Der Möglichkeit einer Beeinflussung des Pfeifenklangs durch die gewählte Legierung, im Zusammenhang mit einer davon abhängigen Schwingung der Pfeifenkörpers, wurde schon vielfach untersucht (Glatter-Götz, 1935; Boner u. Newman, 1940; Backus u. Hundley, 1966; Gautier u. Tahani, 1998b). In der letzten Zeit durchgeführte Messungen haben die Existenz solcher Schwingungen bewiesen. Sowohl mittels eines Beschleunigungssensors (Angster u. a., 1991) als auch durch den Einsatz von Laser-Doppler-Vibrometrie (Runnemalm u. a., 1999; Angster u. Pitsch, 2003) wurden elliptische Schwingungen des Pfeifenquerschnitts nachgewiesen.

Es wurde somit bewiesen, dass die Pfeife nicht völlig in Ruhe ist. Es bleiben jedoch einige Fragen offen. So zeigen die Ergebnisse all dieser Messmethoden keinen direkten Zusammenhang zur anregenden Druckkraft innerhalb der Orgelpfeife. Deren typischer Verlauf, mit einem oder mehreren Maxima und Minima innerhalb der Pfeife, ist in der Amplitude der elliptischen Oberflächenschwingungen des Pfeifenquerschnitts nicht zu finden. Weiterhin ist noch nicht überprüft worden, ob und wie stark entdeckte Schwingungen der Pfeifenoberfläche von der gewählten Legierung abhängen.

Es wurde eine Messtechnologie entwickelt, welche explizit dynamische Umfangsänderungen des Pfeifenkörpers erfasst. Durch eine die Pfeife umgebende piezoelektrische Sensorfolie erfolgt dabei eine Integration der radialen Auslenkung des Querschnitts. Jegliche Schwingungen elliptischer Natur (\leftrightarrow Kap.: 3.2), bei der sich auf dem Umfang der Pfeife im Abstand von 45° vier Schwingungsbäuche¹ und vier Schwingungsknoten² abwechseln, sollen damit *nicht* erfasst werden. Zur Überprüfung der Anwendbarkeit der Technik wird abweichend von der eigentlichen Zielstellung zuerst verifiziert, ob durch die Abtastung eines kleineren Bogenmaßes die bekannten elliptische Schwingungen erfasst werden können. Anschließend wird überprüft, ob sich eine Umfangs- und damit Querschnittsflächenveränderung, abhängig von der internen Druckverteilung der Längsresonanzen des Rohrresonators, nachweisen lässt.

¹Stellen maximaler Oszillation

²Stellen mit minimaler Oszillation

7.1 Detektion von Rohroszillationen mittels piezoelektrischer Sensoren

7.1.1 Funktionsweise und Eigenschaften der Sensortechnik

Die Oszillationen des Rohrresonators wurde mit einem piezoelektrischen Polymerfilm untersucht. Eine ähnliche Technologie wurde bereits zur Vibrationsuntersuchung an leeren und fluid-gefüllten Rohren angewandt (Pinnington u. Briscoe, 1994; Fuller u. a., 1996; Briscoe u. Pinnington, 1996). Vorteilhaft bei der hier entwickelten Sensortechnik ist die mögliche Unterteilung des Sensors, zur Erfassung getrennter Bereiche in einem Messvorgang. Der Nachteil liegt, im Vergleich zu den in der Literatur genannten Methoden, in einer etwas größeren durch den Sensor abgedeckten Messfläche. Ein Ziel der Untersuchungen ist der Rückschluss auf eine mögliche Schallabstrahlung der Pfeifenoberfläche. Die erforderliche Mindestsensorfläche ist für die durchzuführenden Untersuchungen daher kaum hinderlich, denn eine Schallabstrahlung kann nur bei der Oszillation einer gewissen, nicht zu kleinen, Fläche erfolgen.

Durch die dynamische Umfangsveränderung (das „Atmen“) des Rohrresonators wird der angebrachte piezoelektrische Sensor leicht gespannt und erzeugt ein elektrisches Signal, proportional zur anregenden Kraft. Der eingesetzte Film war $25\ \mu\text{m}$ dick und $21\ \text{cm}$ lang. Er wurde aus einer Poly(Vinylidenfluorid-Trifluorethylen) (P(VDF-TrFE)) Folie der Firma Piezotech S.A. (2005) präpariert. Zum Symmetriebruch im Material ist dazu ein Polarisationsaufbau erforderlich. Die Orientierung molekularer Dipole im P(VDF-TrFE)-Film wird durch den elektrischen Aufladungsprozess erreicht. Dafür wird das Material einer Koronaentladung ausgesetzt, die durch die Aufladung der Polymeroberfläche das erforderliche elektrische Feld über die Filmdicke bereitstellt. Die angelegte Koronaspannung betrug $22\ \text{kV}$. Weitere Details zu piezoelektrischen Polymeren sind angegeben in Nalwa (1995); Gerhard-Multhaupt u. a. (1999). Nach der Aufladung werden beide Seiten des P(VDF-TrFE)-Films zuerst mit einer Chrom- und dann mit einer Aluminiumschicht metallisiert.

Um verschiedene Schwingungsformen des Pfeifenkörpers überprüfen zu können, wurden je ein Sensorfilm mit einer durchgehenden Elektrode sowie mit einer unterteilten Elektrode hergestellt. Die durchgehende Elektrode hat eine Fläche von $2,5 \cdot 14\ \text{cm}^2$, umgibt damit den Pfeifenkörper komplett und erlaubt so eine Untersuchung der mit einer Umfangsänderung verbundenen Schwingungsformen des Pfeifenkörpers, seines Atmens (\leftrightarrow Kap.: 3.3). Der Sensorfilm mit der unterteilten Elektrode (vier einzelne Elektroden mit einer Abmessung von je $1 \cdot 3\ \text{cm}^2$) eignet sich für die Schwingungsdetektion einzelner Umfangsabschnitte des Pfeifenkörpers. Der Abgriff des Signals eines jeden der vier Sensorsegmente, positioniert bei 0° , 90° , 180° und 270° , ist gleichzeitig möglich. Zur Überprüfung der elliptischen Schwingung des Pfeifenquerschnitts wurden die Signale zweier benachbarter Sensorelemente mit einer Winkeldifferenz von 90° genutzt. Der Sensorfilm wurde direkt auf die Pfeifenoberfläche aufgelegt. Eine mechanische Vorspannung von $0,74\ \text{N}$ wird eingesetzt, um den optimalen mechanischen Kontakt zur Pfeifenoberfläche sicher zu stellen. Abbildung 7.1 zeigt die Orgelpfeife mit dem angebrachten Sensorfilm und dem Gewicht zur mechanischen Vorspannung. Das direkt an der Pfeife befindliche Ende des Sen-

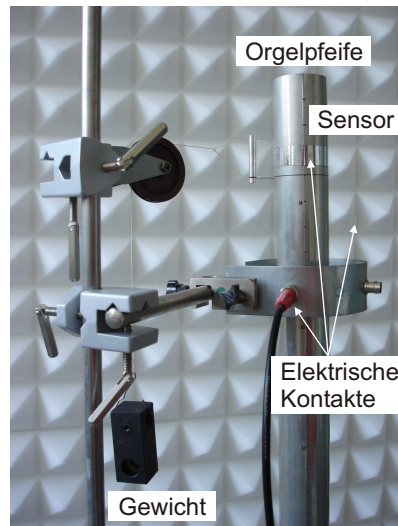


Abbildung 7.1: Direkte Messung der Oberflächenschwingungen des Pfeifenkörpers mittels piezoelektrischem Sensor: Positionierung und leichte mechanische Vorspannung des piezoelektrischen Sensors.

sors wurde dort mit Klebeband befestigt. Der elektrische Kontakt wird über $50\ \mu\text{m}$ dicke Silberdrähte hergestellt, die mittels leitfähigem, silberhaltigem Kleber am Sensor befestigt werden. Den zweiten Kontakt, zur inneren Elektrode des angebrachten Sensors, stellt die Orgelpfeife dar.

Das Messsignal wurde mit einem Spektrum Analyser (Stanford Research SR 770 FFT) aufgenommen. Die Messung wurde am Rohrresonator entlang aller 2 cm wiederholt. Das schräge Oberlabium verhindert im unteren Teilbereich des Rohrresonators einen ausreichenden mechanischen Kontakt des Sensors und damit auch Messungen. Resultierend können über 50 cm der insgesamt 59 cm Länge des Rohrresonators untersucht werden. Um die elliptische Schwingungsform zu überprüfen, wurde der unterteilte Sensor genutzt und in Schritten von $22,5^\circ$ um den Pfeifenkörper gedreht.

Um sicher zu stellen, dass die zu untersuchenden Wandungsschwingungen nicht durch den Sensor selbst stark beeinflusst werden, wurde das emittierte Luftschallspektrum mit und ohne angebrachten Sensor auf Unterschiede untersucht. Dafür wurde der Sensor im Bereich des stärksten Atmens, in der Pfeifenmitte, positioniert. Das Mikrofon befand sich mit einem Abstand von 5 cm in der Mündungsebene der Pfeife. Das Mikrofonsignal wurde vorverstärkt und bei 256facher Mittelung spektral analysiert. Die gewählte Samplingfrequenz von 2 kHz führt zusammen mit der genutzten maximalen FFT-Länge von 1024 Punkten zu einer Frequenzauflösung von 1,95 Hz. Zusätzlich wurde das Signal in seinem Zeitverlauf mittels einer M-Audio 2496 Soundkarte, bei einer Samplingfrequenz von 22050 Hz und einer Amplitudenauflösung von 32 bit im PCM-Format erfasst.

Das Sensorsignal wurde, sowohl für die Ausführung mit durchgehender Elektrode als auch für deren unterteilte Ausführung, von harmonischen Komponenten dominiert, die sich in ihrer Frequenz mit den harmonischen Teiltönen der Orgelpfeife deckten. Einige sehr schwache nicht-harmonische Komponenten sind ebenfalls vor-

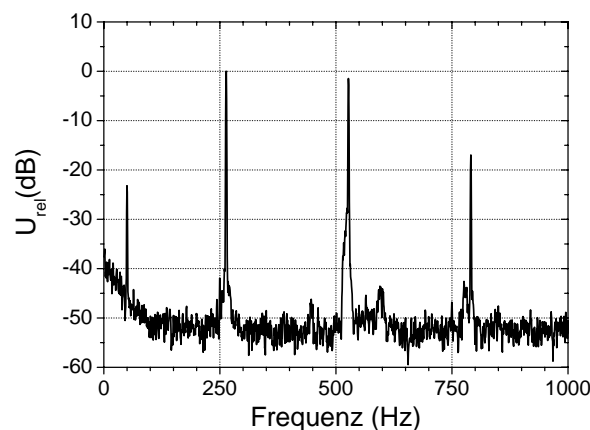


Abbildung 7.2: Typisches Messsignalspektrum der Oberflächenschwingungen des Pfeifenkörpers mittels piezoelektrischem Sensor. Gemessen 29,5 cm unterhalb der Pfeifenmündung.

handen. Ein Beispiel für ein typisches Messsignalspektrum, wie es an einem Punkt entlang der Pfeife ermittelt wurde, ist in Abbildung 7.2 gegeben. Die Darstellung der Amplitude des „Atmens“ über der Länge des Rohrresonator geschah durch das Zuordnen der Amplitude des Sensorsignals bei den harmonischen Frequenzen zur Längenkoordinate des Messpunkts (\leftrightarrow Abb. 7.5, S.77). Im Falle der Untersuchung mehrerer Pfeifen gleichen Typs wurden diese Werte gruppenweise gemittelt.

7.1.2 Beeinflussung der Oszillation durch die Sensortechnik

Zur Überprüfung des Verhaltens der Pfeife mit und ohne Sensor bieten sich Messmethoden wie Beschleunigungsmessungen der Oberfläche und Oberflächenscans mit einem Laser-Doppler-Vibrometer an. Vergleichsmessungen des Luftschalls sind ebenso möglich, besitzen jedoch den Nachteil, dass Oberflächenschwingungen nicht direkt erfasst werden, sondern nur deren akustische Auswirkungen. Diese Methodik wurde genutzt, da die Möglichkeit eines LDV-Oberflächenscans für alle 40 Testpfeifen nicht bestand.

Die vergleichenden Luftschallmessungen wurden für den Betrieb der Pfeife mit und ohne angebrachten Sensor durchgeführt. Das Spektrum des Schalldruckpegels ist für den Frequenzbereich des ersten und zweiten harmonischen Teiltons beider Messungen in Abbildung 7.3 dargestellt. Zur besseren Lesbarkeit wurde ein Versatz von +20 dB auf die Werte der Kurve ohne Sensor (Kurve a) aufgeschlagen. Zwischen den abgebildeten Spektren ist kein signifikanter Unterschied erkennbar. Die harmonischen Teiltöne als bedeutsamstes Merkmal des Pfeifenklangs wurden zusätzlich auf ihre Konsistenz in Frequenz und Pegel überprüft. Mit der gegebenen Frequenzauflösung von $\sim 1,95$ Hz wurde für den ersten und zweiten Teilton eine Frequenz von 263,67 Hz bzw. 527,34 Hz ermittelt. Diese bleiben konstant, unabhängig ob eine Anbringung des Sensors gegeben ist oder nicht. Der Schalldruckpegel des ersten und zweiten Teiltons ohne Sensor liegt bei 101,85 bzw. 98,84 dB. Bei Anbringung des

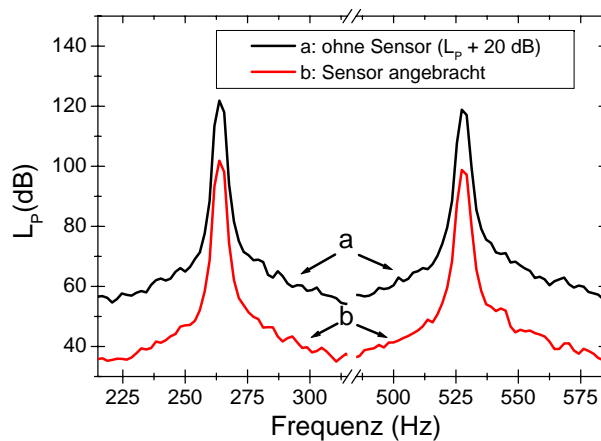


Abbildung 7.3: Spektrum des emittierten Schalls mit und ohne an die Pfeife angebrachten Sensor.

Sensors ändern sich diese Werte ganz schwach auf 101,86 bzw. 98,77 dB. Die Änderung des Schalldruckpegels durch Anbringen des Sensors liegt damit unterhalb von 0,1 dB und somit deutlich unter den Schwankungen der Teiltonpegel, die bei wiederholtem Anblasen einer Pfeife ermittelt wurden (\leftrightarrow Bergweiler (2003) und Kap. 6.2). Es kann daher davon ausgegangen werden, dass der Sensor den abgestrahlten Schall nicht nennenswert beeinflusst.

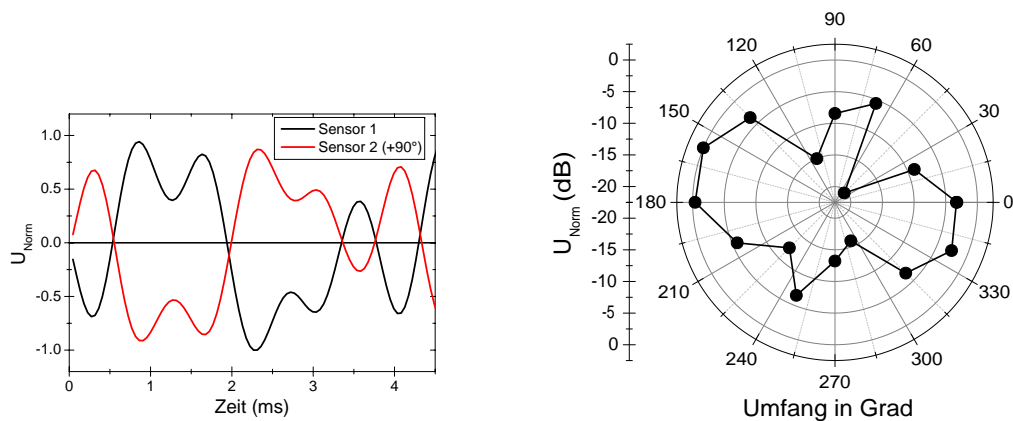
7.2 Messung der Querschnittsoszillationen von Orgelpfeifen

7.2.1 Untersuchung elliptischer Querschnittsschwingungen

Zur Untersuchung der elliptischen Oszillationsform des Pfeifenkörpers (\leftrightarrow Kap.: 3.2.1) wurden die Signale von zwei benachbarten Elementen der vier Sensorsegmente des unterteilten Sensors abgegriffen. Sensorelement 2 liegt dabei um einen Winkel von 90° versetzt zu Element 1 auf dem Umfang der Pfeifenoberfläche. Abbildung 7.4(a) zeigt den Zeitverlauf der beiden mitgeschnittenen Sensorsignale während die Pfeife angeblasen wurde. Deutlich erkennbar ist die Grundwelle mit einer Schwingungsdauer von leicht unter 4 ms, der Frequenz von 263 Hz entsprechend. Beide Signale sind zueinander phasenverkehrt³. Dies deutet klar auf eine elliptische Querschnittsschwingung hin.

Um diese Aussage zu festigen wurden weitere Messungen durchgeführt, bei denen nur noch ein Sensorelement aktiv war. Dieses wurde in Schritten von $22,5^\circ$ um den Pfeifenkörper herum bewegt. 16 Schritte waren für eine Erfassung des kompletten Pfeifenumfangs erforderlich. Abbildung 7.4(b) zeigt das normierte Sensorsignal für die Frequenz des ersten harmonischen Teiltons auf einer logarithmischen Skala. Die für elliptische Schwingungen charakteristischen Schwingungsknoten als Stellen mi-

³Weiterhin erkennbar ist eine Überlagerung der zweiten Oberwelle.



(a) Normiertes Messsignal zweier Sensorelemente (Winkeldifferenz: 90°) des unterteilten Sensors im Zeitbereich. (b) Normiertes Messsignal eines Sensorelements bei 16 Messungen um den Querschnitt der Pfeife.

Abbildung 7.4: Messergebnisse zur Verifizierung der Nachweisbarkeit elliptischer Querschnittsschwingungen mit der neuen Messtechnologie. Sensorposition bei beiden Messungen: Pfeifenmitte.

nimaler Auslenkung und Schwingungsbäuche als Orte maximaler Auslenkung sind mit der neuen Messtechnik sehr gut zu erfassen. Sie liegen, wie erwartet, im Winkel von 90° zueinander. Zwei gegenüberliegende Maxima sind deutlich schwächer als die anderen beiden. Ursache dafür ist eine nicht exakte Kreisform des Pfeifenquerschnitts. Diese Imperfektion führt zu einer stärkeren Schwingung auf einer der beiden Hauptachsen. Die Schwingungsknoten liegen mittig zwischen den Schwingungsmaxima. Generell kann aufgrund der Messresultate von einer guten Detektion der elliptischen Querschnittsschwingung ausgegangen werden.

7.2.2 Nachweis „atmender“ Querschnittsschwingungen

Hauptvorteil des neuen Messverfahrens ist die Integration der Auslenkung des untersuchten Probanden mit einem einzigen Messvorgang. So kann durch Einsatz des Sensors mit durchgehender Elektrode eine vollständige *in-situ*-Aufnahme des Atmens der Querschnittsfläche an einer beliebigen Längenposition des zylindrischen Rohrresonators realisiert werden.

Die „atmende“ Oszillation des Pfeifenquerschnitts ist durch eine Auslenkung des Pfeifenumfangs aufgrund der internen Druckanregung durch die Längsresonanzen der Luftsäule im Rohrresonator gekennzeichnet. Der in der Pfeife gemessene Druckverlauf für den ersten Teilton mit dem charakteristischen Maximum in der Resonatormitte und den Minima an beiden offenen Enden sowie der Verlauf des zweiten harmonischen Teiltons mit zwei Maxima und drei Minima ist in Abbildung 7.5(a) bzw. 7.5(b) dargestellt (siehe auch Kap.: 3.1.3). An drei parallelwandigen Orgelpfeifen der Serie 2 (33% Zinn, 66% Blei; \leftrightarrow Kap. 3.4) wurde versucht, eine atmende Querschnittsoszillation zu verifizieren. Der eingesetzte durchgehende Sensor liefert als Messsignal den Mittelwert der radialen Auslenkung des Pfeifenquerschnitts.

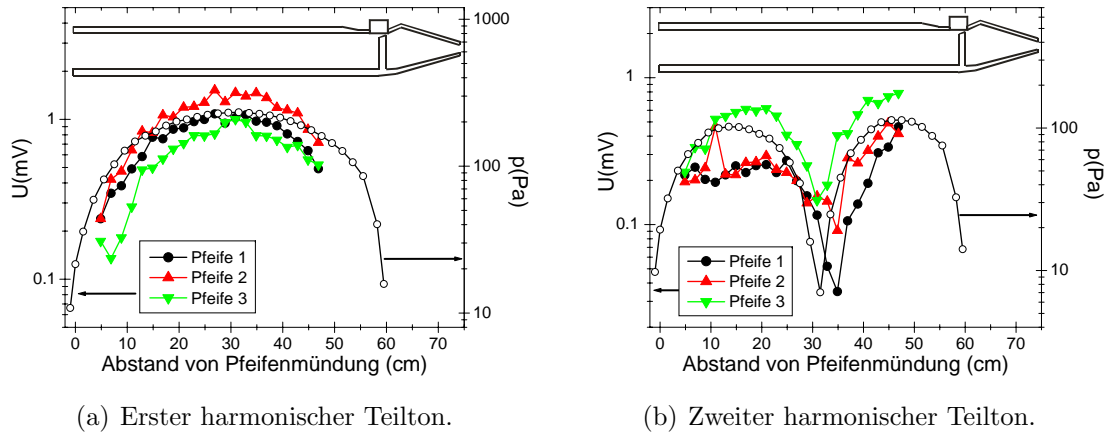


Abbildung 7.5: Messung der Umfangsänderung dreier Orgelpfeifen für den ersten und zweiten harmonischen Teilton, sowie der bei dieser Frequenz gemessene Druckverlauf innerhalb der Pfeife (—○—).

Abbildung 7.5(a) und 7.5(b) zeigen das Sensorsignal, welches bei der Frequenz des ersten bzw. zweiten harmonischen Teiltone entlang der drei Pfeifen erfasst wurde⁴. Für beide Frequenzen erstreckt sich die Signalamplitude über eine Größenordnung. Beim ersten harmonischen Teilton sind die Kurven der drei Pfeifen nahezu deckungsgleich. Eine Abnahme der Signalamplitude zu beiden Enden hin als auch ein klares Maximum in der Resonatormitte sind erkennbar. Beim zweiten harmonischen Teilton ist die Amplitude der internen Luftsäulenresonanz schwächer als beim ersten (Abb.: 7.5(b)). Dies schlägt sich auch in der Amplitude des Sensorsignals der dynamischen Umfangsmessung nieder, die in ihrem Verlauf dem internen Drucksignal hervorragend folgt. Es treten für beide Teiltöne leichte Unterschiede zwischen dem Verlauf der internen Druckverteilung und der externen Umfangsänderung auf. Beim zweiten Teilton weicht die Position des Amplitudenminimums von der des Druckminimums ab. Die Gründe dafür sind in (1) leichten Formunterschieden des Rohrresonators, welche durch Beeinflussung des mechanischen Kontaktes des Sensors dessen Signal ändern, (2) Auswirkungen der Intonation und (3) Unterschieden zwischen den Pfeifen durch die Fertigung von Hand zu suchen. Allgemein zeigt sich für den ersten und zweiten Teilton ein sehr guter linearer Zusammenhang zwischen der internen Druckverteilung der Längsresonanz und der externen Umfangsänderung. In diesem Punkt liegt der Unterschied zu den Messergebnissen von Angster u. a. (1991); Runnemalm u. a. (1999) und Angster u. Pitsch (2003)! Diese hatten keine klare Korrelation zwischen dem Druckverlauf der internen Luftsäulenresonanz und der Amplitude der äußeren Oberflächenschwingung erhalten. Die dort ermittelten Werte bleiben über die Länge des Pfeifenkörpers mehr oder minder konstant, ohne einen eindeutigen Trend zu zeigen.

Aus diesem Grunde kann von einer, mit Hilfe der neuen Messtechnik gefundenen, atmenden (mit einer Umfangsänderung verbundenen) Schwingungsform des Pfeifenquerschnitts ausgegangen werden.

⁴Nur bei den harmonischen Frequenzen war ein klares Messsignal gegeben.

7.2.3 Vergleich „atmender“ Querschnittsoszillationen nominell baugleicher Orgelpfeifen

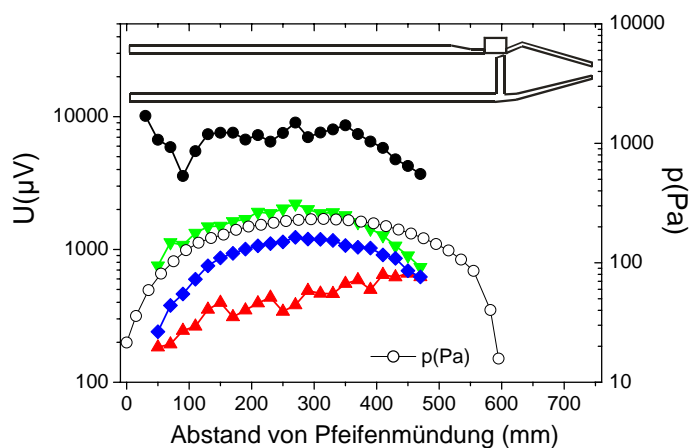
Im vorangegangenen Abschnitt wurde erstmalig eine dynamische Umfangsänderung des Querschnitts der Orgelpfeife gemessen. Nun sollen diese Ergebnisse durch eine Untersuchung an allen vier vorhandenen Orgelpfeifentypen mit ihren je zehn Vertretern statistisch abgesichert werden (\hookrightarrow Kap.: 3.4). Darüber hinaus wird der Vergleich der Stärke dieses Effektes zwischen den verschiedenen Pfeifentypen angestrebt.

Abbildungen 7.6(a), 7.6(b) und 7.6(c) zeigen, über alle Pfeifen eines Typs gemittelt, für den ersten, zweiten und dritten harmonischen Teilton das „Atmen“ entlang des Pfeifenkörpers. Beim Betrachten der Ergebnisse ist zu beachten, dass nicht alle Pfeifen die gleiche Wandungsstärke haben! Die ausgedünnten Pfeifen nehmen ab der Mitte der Pfeife zur Mündung hin von 0,7 auf 0,4 mm ab. Es ist zu überprüfen, ob es dadurch zu einer Zunahme der dynamischen Umfangsveränderung in diesem Bereich kommt. Die innerhalb einer Pfeifengruppe aufgetretene Standardabweichung ist verursacht durch die Einflüsse der Handfertigung und Intonation der Orgelpfeifen. Dennoch tragen die erhaltenen Daten klare Aussagen in sich, und daher wurde zum Zwecke einer besseren Lesbarkeit der Graphen die Standardabweichung nicht mit abgebildet.

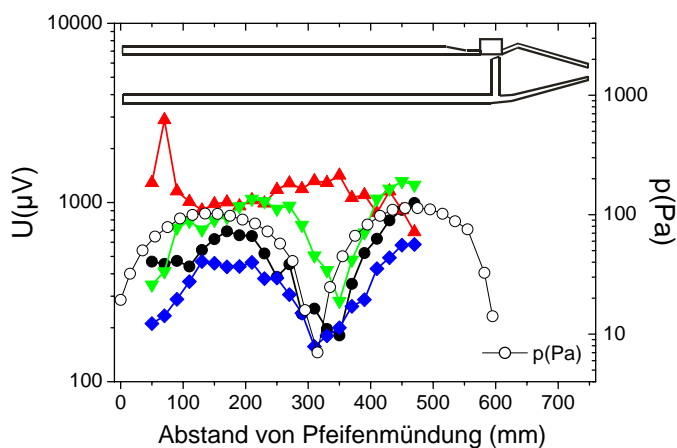
Die Amplitude des Atmens zeigt beim *ersten harmonischen Teilton* in Abbildung 7.6(a) eine gute Übereinstimmung mit dem Verlauf der ebenfalls dargestellten anregenden inneren Druckkraft. Dies gilt insbesondere für die Pfeifen der Serie 2 mit dem höheren Bleigehalt. Das Maximum in der Mitte des Rohrresonators und die Minima an seinen beiden Enden sind klar ausgeprägt. Die Pfeifen der Serie 1 zeigen ebenso ein Atmen, stimmen in ihrem Verlauf jedoch nicht so gut mit dem inneren Schalldruck überein. Quantitativ betrachtet zeigen bei beiden Materialien die Pfeifen mit dem konischen Wandungsprofil eine deutlich stärkere Aktivität als die parallelwandigen Vertreter. Hervorzuheben ist dies für die Serie 1, deren ausgedünnte Pfeifen um rund eine Größenordnung stärker atmen als die anderen Testpfeifen.

Der für den *zweiten harmonischen Teilton* typische interne Druckverlauf mit zwei Maxima (bei $1/4$ und $3/4$ der Gesamtlänge L des Rohrresonators) und drei Minima (an der Mündung, am Labium und in der Pfeifenmitte) spiegelt sich gut in der gemessenen Umfangsänderung wieder (Abb.: 7.6(b)). Erneut sind die ausgedünnten Pfeifen stärker in ihrer Schwingungsaktivität als die parallelwandigen. Eine Ausnahme stellen die abgebildeten Mittelwerte über alle parallelwandigen Pfeifen der Serie 2 dar: diese korrelieren zum einen nicht mit dem internen Druckverlauf und sind zum anderen in ihrer Amplitude auch stärker als die ausgedünnten Pfeifen gleichen Materials. Die Ursache dafür liegt in den Schwankungen der Messwerte: so kommt es bei diesem Pfeifentyp durch die unterschiedliche Lage der einzeln klar gegebenen Schwingungsminima im Mittel zu keiner klaren Ausbildung eines Oszillationsminimums.

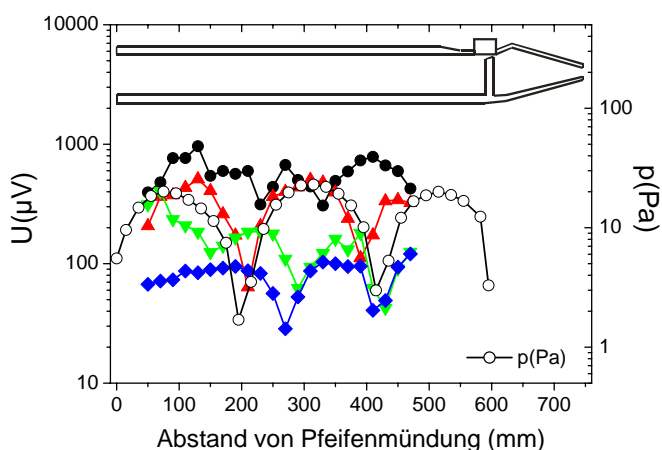
Die gemessene dynamische Umfangsänderung beim *dritten harmonischen Teilton*, zu sehen in Abb.: 7.6(c), folgt der inneren Druckanregung sehr gut. Die abgebildeten Mittelwerte aller vier Pfeifentypen zeigen den für die dritte ($\frac{3}{2}\lambda$) Resonanz charakteristischen Verlauf mit drei Maxima und vier Minima. Die anfänglich geäu-



(a) Messung für den ersten harmonischen Teilton.



(b) Messung für den zweiten harmonischen Teilton.



(c) Messung für den dritten harmonischen Teilton.

Abbildung 7.6: Mittelwert des Sensorsignals der Dynamischen Umfangsänderung des Rohrresonators, des „Atmens“, aller vier Pfeifentypen.

berte Vermutung einer Zunahme der Stärke des Atmens der ausgedünnten Pfeifen zur Mündung hin, aufgrund der abnehmenden Wandstärke, wird bei diesem Teilton am besten bestätigt.

Zusammenfassend kann eine gute Korrelation zwischen der Druckverteilung der internen Längsresonanz des Rohrresonators und der Aktivität des „Atmens“ für die untersuchten Teiltöne festgehalten werden.

7.2.4 Veränderung des Grundtonpegels durch das „Atmen“

Für jeden der untersuchten vier Pfeifentypen wurde im vorangegangenen Kapitel ein Atmen nachgewiesen. Durch seine äußerst geringe Amplitude ist dieses Atmen nicht direkt zu einer nennenswerten Beteiligung an der Schallabstrahlung der Orgelpfeife fähig. Diese Querschnittsflächenveränderung des Rohrresonators beeinflusst aber dessen interne Luftsäulenresonanz mehr oder minder stark und wirkt sich dadurch indirekt auf Frequenz und Pegel der harmonischen Schallabstrahlung aus.

Da keiner der vier untersuchten Pfeifentypen völlig schwingungsfrei war, ist es nicht möglich, von einer Schwingung unbeeinflusste („oszillationsfreie“) Werte für die Grundfrequenz f_g und den Grundtonpegel L_g anzugeben. Das Sensorsignal bietet nur die Möglichkeit, zwischen der Stärke des atmenden Querschnittsanteils S zu vergleichen. Eine Aussage zur absoluten Querschnittsfläche ΔS , bestehend aus dem dynamischen Anteil S und dem Ausgangswert S_0 , ist direkt nicht möglich. Für die Überprüfung der in Kapitel 3.3.2 aufgeführten Modellierung des Zusammenhangs zwischen Querschnittsänderung und Grundfrequenz bzw. Grundtonpegel nach Backus u. Hundley (1966), muss zuerst S_0 bestimmt werden. Für die Flächen- und Frequenzverhältnisse zweier oszillierender Pfeifen galt:

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} \quad (7.1)$$

Mit $\Delta S_i = S_i - S_0$ folgt

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \frac{S_1 - S_0}{S_2 - S_0} = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} \quad (7.2)$$

Nun kann aus den vorhandenen Messwerten von S_1 , S_2 und Δf_1 , Δf_2 eine Relation für S_0 aufgestellt werden.

$$\Delta f_2(S_1 - S_0) = \Delta f_1(S_2 - S_0) \quad (7.3)$$

$$S_0(\Delta f_1 - \Delta f_2) = \Delta f_1 S_2 - \Delta f_2 S_1 \quad (7.4)$$

$$S_0 = \frac{\Delta f_1 S_2 - \Delta f_2 S_1}{(\Delta f_1 - \Delta f_2)} \quad (7.5)$$

Für *Serie 1* waren folgende Grundfrequenzwerte bestimmt worden: ausgedünnte Pfeifen: $\Delta f_{1A} = 264,9\text{Hz}$, parallelwandige Pfeifen: $\Delta f_{1P} = 265,55\text{Hz}$. Das Verhältnis der oszillierenden Querschnittsflächen S beträgt rund: $S_{1A} \approx 20S_{1P}$. Dies ergibt

für den Flächenwert S_0 :

$$S_0 = \frac{\Delta f_{1A} S_{1P} - \Delta f_{1P} S_{1A}}{(\Delta f_{1A} - \Delta f_{1P})} \quad (7.6)$$

$$S_0 = \frac{264,9 S_{1P} - 265,55 \cdot 20 S_{1P}}{(264,9 - 265,55)} \quad (7.7)$$

$$S_0 = \frac{-5046,1 S_{1P}}{-0,65} = 7763 S_{1P} \quad (7.8)$$

Als Ergebnis erhält man das Verhältnis der oszillierenden Querschnittsflächen S für ausgedünnte und parallelwandige Orgelpfeifen zum („oszillationsfreien“) Flächenwert S_0 .

$$\Delta S_{1P} = \frac{S_0}{7763} \quad (7.9)$$

$$\Delta S_{1A} = \frac{20 S_0}{7763} \quad (7.10)$$

und für die gesamte Querschnittsfläche S aus Grundfläche S_0 und oszillierendem Wert ΔS :

$$S_{1P} = \frac{7764}{7763} S_0 \quad (7.11)$$

$$S_{1A} = \frac{7783}{7763} S_0 \quad (7.12)$$

In Kapitel 3.3.2 war die Druckabnahme durch eine Querschnittsveränderung und die damit verbundene Änderung des Schalldruckpegels des Grundtones diskutiert worden. Setzt man die soeben ermittelten Werte ein, ergibt sich folgender theoretischer Unterschied des Grundtonschalldruckpegels zwischen ausgedünnten und parallelwandigen Vertretern von Serie 1:

$$\Delta L_p \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{\Delta S_{1A}}{\Delta S_{1P}} \quad (7.13)$$

$$= 20 \log_{10} \frac{7783}{7764} \quad (7.14)$$

$$= 0,021 \text{ dB} \quad (7.15)$$

Für Serie 2 waren folgende Grundfrequenzwerte bestimmt worden: ausgedünnte Pfeifen: $\Delta f_{2A} = 265,66 \text{ Hz}$, parallelwandige Pfeifen: $\Delta f_{2P} = 265,88 \text{ Hz}$. Das Verhältnis der oszillierenden Querschnittsflächen S beträgt: $S_{2A} \approx 3 S_{2P}$. Dies ergibt nach Gleichung 7.8 für den Flächenwert $S_0 = 2418 S_{2P}$. Der resultierende Unterschied im Schalldruckpegel liegt bei:

$$\Delta L_p \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{2421}{2419} \quad (7.16)$$

$$= 0,007 \text{ dB} \quad (7.17)$$

Für beide Pfeifenserien wird ein minimal höherer Schalldruckpegel des Grundtons für die parallelwandigen Pfeifen ermittelt. Dies stimmt qualitativ mit den Messergebnissen überein, die quantitative Größe der gemessenen Unterschiede von $\sim 0,25 \text{ dB}$ wird

jedoch nicht bestätigt. Es ist anzunehmen, dass die von Backus u. Hundley (1966) aufgestellte Annahme eines nicht-resistiven Verhaltens der Querschnittsoszillation nicht zutreffend ist und dämpfende Einflüsse des Materials zu berücksichtigen sind, welche der internen Längsresonanz der Rohrresonators weitere Energie entziehen.

Kapitel 8

Akustische Kopplung zweier benachbarter Orgelpfeifen

Messungen zur Beschreibung der gegenseitigen Beeinflussung zweier in Raum und Frequenz nah positionierter Orgelpfeifen wurden durchgeführt. Zuerst wurde die Änderung der Frequenz der harmonischen Teiltöne untersucht. Analog zur Kopplung zweier nicht-linearer Oszillatoren mit Rückkopplung wurde eine Frequenzsynchronisation beobachtet, die mit den Mitteln der Synchronisationstheorie beschrieben werden kann. Anschließend wurde untersucht, inwiefern die Stärke der Kopplung beider Pfeifen den Effekt beeinflusst. Dazu wurde der Abstand der Pfeifen variiert. Das Spektrum zeigt dabei im Grenzbereich des Einsetzens der Synchronisation nur noch eine einzige Resonanz hoher Güte, die bei ausgeprägter Kopplung nicht zu finden ist. Dies scheint auf komplexe hydrodynamische Kopplungsprozesse der aus den Kernspalten der beiden Pfeifen austretenden Strömungen hinzudeuten, die den abgestrahlten Schall beeinflussen. Diese Messungen werden mit Hilfe eines Strömungsmodells interpretiert.

Zur Beschreibung der Funktionsweise der Orgelpfeife im Sinne der klassischen Akustik wird meist auf das Grundprinzip einer Generator-Resonator-Kopplung zurückgegriffen. Durch Forschungsfortschritte im Bereich der Strömungsakustik konnte das Verständnis der Orgelpfeife auf diesem Gebiet in den letzten Jahrzehnten verbessert werden. Der Prozess der Schwingungsgenerierung und Schallabstrahlung der Orgelpfeife beginnt mit der aus dem Kernspalt der Pfeife austretenden Luftströmung, die auf eine Kante, in Form des Oberlabiums der Pfeife, trifft. Die dabei entstehende oszillierende Luftströmung als Ursache der Schallabstrahlung wird auch als schwingendes „Luftblatt“ beschrieben (Fabre u. Hirschberg, 2000; Fletcher u. Rossing, 1998). Mit dieser „Luftblatt“-Terminologie wird betont, dass die Schwingung nicht vom Druck gesteuert wird, wie noch in früheren Untersuchungen behauptet (Cremer u. Ising, 1967; Coltman, 1968, 1992; Fletcher, 1993; Nolle, 1983b), sondern von der Strömung (Coltman, 1976; Verge u. a., 1994; Hirschberg u. a., 1990; Fabre u. a., 1996; Segoufin u. a., 2004).

Bei der Betrachtung zweier Orgelpfeifen, die in ihrer Grundfrequenz nur wenig differieren und auch räumlich nicht weit voneinander entfernt sind, stellt sich eine deutlich komplexere Situation ein: es kommt zusätzlich zu den Grundmechanis-

men zu einer Synchronisation der Pfeifen, der Bildung einer einzigen gemeinsamen Schwingungsfrequenz (Rayleigh, 1945; Angster u. a., 1993; Stanzial u. a., 2001). Dieser Effekt ist einem ansprechenden Orgelklang abträglich und daher zu vermeiden. Bekannt ist das beschriebene Verhalten bereits länger und wird auf der Basis von Erfahrungswerten beim Entwurf einer Orgel berücksichtigt (Zierenberg u. Zscherpel, 2004). Detaillierte Messungen zur Kopplung zweier Pfeifen und den daraus resultierenden Einflüssen auf das abgestrahlte Schallfeld konnten in der Literatur nicht gefunden werden. Eine vollständige Erfassung der Strömung zweier gekoppelter Pfeifen durch moderne Experimentiertechnik ist ebenfalls nicht dokumentiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Luftschallmessungen der Synchronisation zweier Orgelpfeifen durchgeführt und eine, auch das Strömungsfeld berücksichtigende, Modelltheorie entwickelt. Es ist sinnvoll, sich bei der Modellentwicklung der Luftströmung zweier gekoppelter Orgelpfeifen die auffälligen Parallelitäten zur Wirbelzone hinter einem Zylinder vor Augen zu halten. Obwohl Teilaspekte verschieden sind, ähnelt sich z.B. die Wechselwirkung der beiden Wirbelströmungen stark.

Das bereits von Lord Rayleigh diskutierte, Phänomen der deutlichen Amplitudenabnahme bei voll ausgeprägter Kopplung konnte beobachtet werden (Rayleigh, 1945). Dieses Verhalten wurde in der Vergangenheit als sogenannter „Oszillations-tod“ behandelt, bei dem jegliche Schwingung abbricht und sämtliche Energie dissipiert (Pikovsky u. a., 2001). Die hier durchgeführten Messungen schließen ein solches Verhalten aus. Stattdessen scheint es sich um eine gegenphasige Interferenz im Nahschallfeld beider Pfeifen zu handeln, welche zu einer starken Abnahme des Grundtonpegels im Fernschallfeld führt.

8.1 Grundmechanismen

8.1.1 Schallgenerierung der Orgelpfeife

Die Mechanismen der Schallgenerierung von Orgelpfeifen werden bereits seit langer Zeit untersucht (Rayleigh, 1882; Coltman, 1976; Fabre u. a., 1996). An der Orgelpfeife trifft die Schönheit musikalischer Klangentstehung auf komplexe strömungsakustische Phänomene, deren Kopplung an das Schallfeld in den letzten Jahrzehnten immer besser verstanden wurde (eine Zusammenfassung gibt: Fabre u. Hirschberg (2000)).

Ausgangspunkt der folgenden grundlegenden Überlegungen ist die einzelne gedackte Pfeife. Die Windversorgung der Orgel sorgt für einen konstanten Überdruck im Pfeifenfuß, der zum Austritt einer Luftströmung aus dem Kernspalt der Pfeife führt. Die dabei auftretenden Reynoldszahlen liegen im Bereich von $Re \sim 10^3$ und sind von der Geometrie des Kernspalts und dem Winddruck abhängig (Fabre u. a., 1996; Pitsch u. a., 1997). Dies ist genau der sogenannte Transitionsbereich, in dem der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung beobachtet wird. Die Strömung ist hier schwach turbulent, ähnlich den Strömungsverhältnissen auf der Rückseite eines langen Zylinders (Fabre u. a., 1996; Williamson, 1996). Die aus dem Kernspalt austretende Strömung trifft auf das Oberlabium der Pfeife, wo eine Druck-

schwankung entsteht, die z.T. im Rohrresonator entlang wandert und an dessen geschlossenem oberen Ende reflektiert wird. Diese Druckwelle trifft nach der Zeit T wieder am Labium ein, wo sie im Gegenzug die Phasenlage der Luftströmung beeinflusst. Nach einigen Wiederholungen dieses Prozesses ist eine stabile Schwingung der Strömung (des „Luftblattes“) am Labium erreicht. Diese oszillierende Strömung koppelt an das Luftschallfeld an und führt zu einer Schallabstrahlung.

Die Kopplung von Strömung und Schallfeld kann im Rahmen strömungsakustischer Modellierung auf der Basis der Lighthillschen Analogie beschrieben werden. Nach Howe (Howe, 1975, 1998, 2003) ist die Schallabstrahlung dominiert von der Singularität an der Kante des Oberlabiums. Numerische Berechnungen leiden noch unter dem hohen Rechenaufwand, der für die Lösung nötig ist, sowie der Festlegung passender Randbedingungen (Lele, 1997; Tam, 1997).

8.1.2 Synchronisation zweier Oszillatoren

In seinem Buch hält Lord Rayleigh fest „Wenn zwei Orgelpfeifen gleicher Frequenz nebeneinander stehen, ... kann es dazu kommen, dass die Pfeifen nur noch mit einer Stimme klingen trotz unvermeidbarer kleiner Unterschiede“ (Rayleigh, 1945). Dies beschreibt den so genannten „Mitnahme-Effekt“, der dem Orgelbauer gut bekannt ist (Angster u. a., 1993; Stanzial u. a., 2001). Von Pikovsky u. a. (2001) wird dieses Phänomen im Rahmen der Synchronisationstheorie als „Oszillationstod“ bezeichnet, dies wird in einigen Zeilen beschrieben werden. Im Folgenden wird der Ausdruck Synchronisation verwendet, um mit der Terminologie des Mitnahme-Effektes übereinzustimmen. Angster u. a. (1993) analysierten den Effekt heuristisch, während Stanzial u. a. (2001) die Abhängigkeit des Effektes vom Abstand der beiden Pfeifen mit Luftschallmessungen untersuchten. Dabei wurde der Effekt als Kopplung zweier Oszillatoren beschrieben, ohne einen näheren Bezug zum physikalischen Hintergrund aufzubauen. Die hier durchgeführten Untersuchungen bauen auf der Synchronisationstheorie auf: es wird zuerst gezeigt, dass *jedes* Paar gekoppelter selbst-erhaltender Oszillatoren generisch den Effekt der Synchronisation aufweist, weiterhin wird versucht ein physikalisches Modell des Vorgangs zu entwickeln, welches verstärkt die Strömungsakustik berücksichtigt.

Als Ausgangspunkt betrachten wir zwei gekoppelte selbst-erhaltende nicht-lineare Oszillatoren. Im Bereich der Resonanzfrequenz kann ein solches Oszillatorenpaar in seiner Phase, (Θ_1, Θ_2) , und Amplitude, (A_1, A_2) , beschrieben werden durch:

$$\dot{\Theta}_i = 2\pi f_i \quad (8.1)$$

$$\dot{A}_i = -\gamma (A_i - A_{i,0}), \quad (8.2)$$

mit $i = 1, 2$. Bei schwacher Kopplung ergibt sich für die Phase

$$\dot{\Theta}_1 = 2\pi f_1 + \epsilon G_1(\Theta_1, \Theta_2), \quad (8.3)$$

$$\dot{\Theta}_2 = 2\pi f_2 + \epsilon G_2(\Theta_1, \Theta_2). \quad (8.4)$$

für $f_1 \simeq f_2$ variiert der Phasenunterschied $\phi = \Theta_1 - \Theta_2$ nur langsam (im Vergleich zum Phasenwinkel Θ). Mittelung führt zur einfachsten Abschätzung, der Adler-

Gleichung (Adler, 1946; Pikovsky u. a., 2001):

$$\dot{\phi} = 2\pi\Delta f + \epsilon \sin(\phi) \quad (8.5)$$

mit den beiden Parametern Verstimmung Δf und Kopplungsstärke ϵ . Diese Gleichung hat die stationäre Lösung $\dot{\phi} = 0$ für $|2\pi\Delta f| < \epsilon$. In diesem Falle ist $\Theta_1 = \Theta_2$, beide Phasengeschwindigkeiten stimmen überein, die Phasen sind synchronisiert. In der üblichen Darstellungsform wird die Verstimmung der *gekoppelten* Resonatoren $\Delta\nu$ über dem Frequenzunterschied $|f_1 - f_2|$ im *ungekoppelten* Zustand aufgetragen. Dies ergibt ein klareres Bild als die Beschreibung über die absoluten Frequenzen $\dot{\Theta}_1, \dot{\Theta}_2$ wie von Stanzial u. a. (2001), da perfekte Synchronisation für $\Delta f = 0$ eintritt. Sind zwei Pfeifen diffus gekoppelt, kann ein sogenannter „Oszillationstod“ eintreten, der völliges Verstummen beider Pfeifen mit sich bringt. Die gesamte Eingangsleistung beider Pfeifen würde in diesem Fall in Verlustwärme ohne Schallabstrahlung umgewandelt.

Auch wenn es nahe liegt, die Synchronisation zweier Orgelpfeifen auf solch einfache Art zu beschreiben, ist dies unbefriedigend, da die Komplexität der Funktion von Orgelpfeifen damit nicht vollständig erfasst wird und insbesondere deren strömungsakustisches Verhalten unberücksichtigt bleibt.

8.2 Messung und Physikalische Modellierung

Für die Messung wurden zwei Orgelpfeifen seitlich nebeneinander positioniert. Bei vorbereitenden Messungen mit einem Zeitabstand von einigen Tagen war ein leichter Einfluß von Temperatur und Luftfeuchtigkeit auf die Messergebnisse aufgefallen. Sämtliche Messungen wurden daher innerhalb weniger Stunden durchgeführt, um zu starke Schwankungen der Umgebungsbedingungen zu vermeiden. Dabei waren eine Temperatur von $23.5 \pm 0.2^\circ\text{C}$, eine Luftfeuchtigkeit von $44 \pm 5\%$ und ein atmosphärischer Luftdruck von $1009.9 \pm 3 \text{ hPa}$ gegeben. Dies stellt für unsere Experimente vernachlässigbare Schwankungswerte dar. Der abgestrahlte Schalldruck wurde mit einem B&K 4191 Kondensatormikrofon in der horizontalen Labiumsebene, mittig zwischen beiden Pfeifen, in 10 cm Abstand vom Labium erfasst. Der Messaufbau ist in Abbildung 8.1 skizziert.

8.2.1 Ergebnisse

Die eingesetzten Pfeifen stammen von der Firma Alexander Schuke Potsdam Orgelbau GmbH und sind gedackt, d.h. das oberen Ende des Rohrresonators ist durch einen inneliegenden Holzstempel mit einer umlaufenden Abdichtung aus weichem Leder verschlossen. Dieser Stempel kann in Richtung der Resonatorlängsachse bewegt werden, wodurch dessen akustisch wirksame innere Länge und die resultierende Grundfrequenz der Pfeife eingestellt wird. Die beiden Pfeifen sind vom Hersteller für die Wiedergabe der Töne e' bzw. f' vorgesehen. Der antreibende Winddruck wurde auf 160 Pa eingestellt, was eine Reynoldszahl von $Re \sim 760$ mit sich bringt. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Synchronisation von der Verstimmung beider

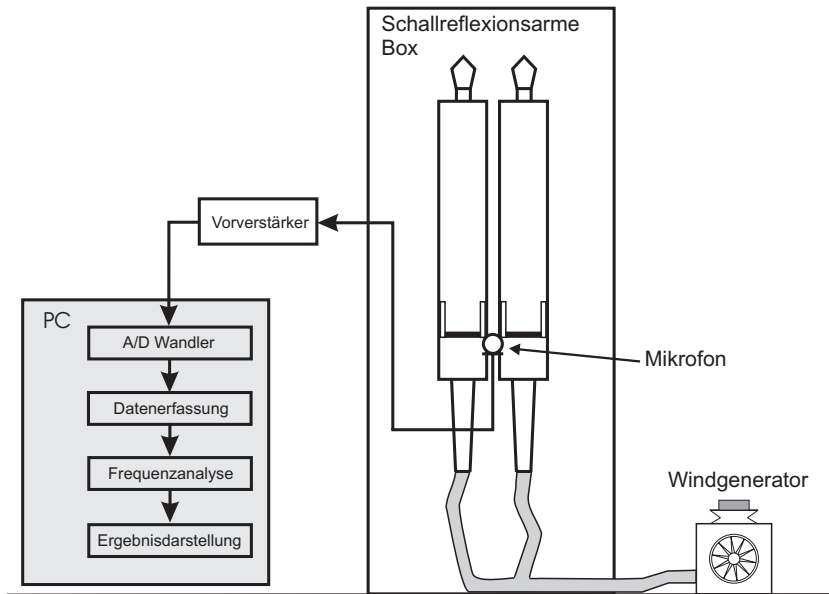


Abbildung 8.1: Messaufbau zur Untersuchung der Synchronisation zweier Orgelpfeifen.

Pfeifen wurden diese direkt nebeneinander befestigt (\leftrightarrow Abb. 8.1). Während der Messungen wurde eine Pfeife in ihrer Grundfrequenz von 170,1 Hz nicht verändert, während die andere in kleinen Schritten durchgestimmt wurde. Um Verwirrung bei der Zuordnung der Messwerte zum ungekoppelten oder gekoppelten Zustand zu verhindern, wird im Folgenden das Symbol f für ungekoppelte ermittelte Frequenzwerte und ν für Messungen der gekoppelten Pfeifen verwandt. Stanzial u. a. (2001) stellt in seinen Ergebnissen die Frequenzen ν_1, ν_2 der gekoppelten Pfeifen über der Frequenzverstimung Δf der gekoppelten Pfeifen dar. Wie in Kap. 8.1.2 erläutert, kann das Ergebnis klarer interpretiert werden, wenn die Verstimmung $\Delta \nu$ über Δf aufgetragen wird (Bogoliubov u. Mitropolsky, 1961; Pikovsky u. a., 2001). Dies wurde mit den gewonnenen Messwerten in Abb. 8.2 durchgeführt. Das typische Synchronisationsverhalten kann dabei beobachtet werden. Wie in der Theorie vorhergesagt, entspricht die Bifurkation an den beiden Enden des Synchronisationsbereiches einem Sattel-Knoten-Typ (Ott u. a., 1994) (schwarzer Graph in Abb. 8.2). Im Modell für die Kopplung zweier Oszillatoren wird für den Synchronisationsbereich eine Änderung der relativen Phase beider Oszillatoren von $\phi_0 - \pi/2$ zu $\phi_0 + \pi/2$ vorhergesagt (Pikovsky u. a., 2001) ($\phi = 2\pi f$). Dies beeinflusst den abgestrahlten Luftschall. Der von beiden Pfeifen zu einem Punkt \vec{r} im Fernfeld abgestrahlte Schall kann für die Grundfrequenz als Überlagerung zweier Kugelwellenfelder betrachtet werden. Den Quelleort der beiden Kugelwellen stellt das Labium der jeweiligen Pfeife dar. Aufgrund des Größenverhältnisses zwischen den Abmessungen des Labiums (Höhe: 10 mm, Breite 34 mm) und der abgestrahlten Wellenlänge $\lambda \sim 2$ m kann die Quelle als punktförmig angenommen werden. Dadurch können beide Quellen weiterhin als akustisch nah positioniert eingestuft werden. Somit ergibt sich in der Mittelebene zwischen beiden Pfeifen eine Schalldruckamplitude von $A = \frac{2A_0}{r}(1 + \cos \phi_0)$.

Beim langsamen Ändern der Verstimmung Δf schwankt der vom Mikrofon er-

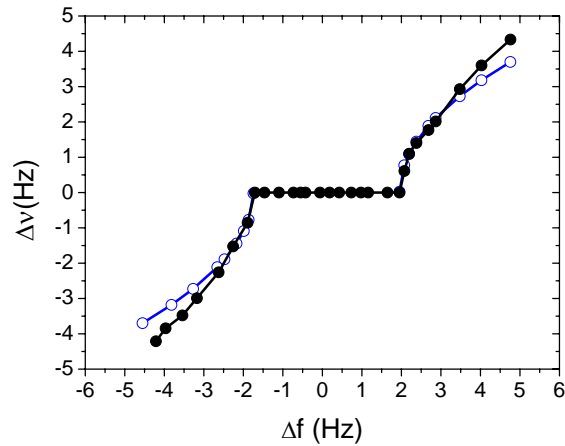


Abbildung 8.2: Synchronisation des Grundfrequenz zweier Orgelpfeifen. Dargestellt ist die Verstimmung $\Delta\nu$ im gekoppelten Zustand über dem ungekoppelten Frequenzunterschied Δf . Im Synchronisationsbereich ist ein klares und bemerkenswert stabiles Plateau zu beobachten. Eine Quadratwurzelfunktion ist im Bereich außerhalb des Synchronisationsplateaus angepasst worden ($-o-$). Dies entspricht der theoretisch vorhergesagten Sattel-Knoten-Bifurkation im synchronisierten Zustand. Die Übereinstimmung von Theorie und Praxis ist sehr gut.

fasste Schalldruck deutlich. Wie in Abb. 8.3 dargestellt, besteht eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen der theoretischen Vorhersage und den Messwerten. In der spektralen Betrachtung des Sachverhalts in Abb. 8.4 wird dies bestätigt: von den beiden nicht-synchronisierten Frequenzbereichen kommend, kann ein Zusammenlaufen der Seitenbänder beobachtet werden, das mit einem scharfen Übergang in den synchronisierten Zustand mündet.

Für höhere harmonische Teiltöne führt der Phasenunterschied von ϕ_0 nicht zwingend zu einer Schallauslöschung, da diese vom Grundton kontrolliert werden. Die relative Phase für den n -ten harmonischen Teilton liegt damit im Synchronisationsbereich zwischen den Werten $(n(\phi_0 - \pi/2), n(\phi_0 + \pi/2))$. Für den zweiten harmonischen Teilton führt dies zu einer Schwingung in Phase bei $\Delta f = 0$. Akustisch ist das durch eine Dominanz der Oktave des Grundtons bei $\Delta f = 0$ deutlich wahrnehmbar. An den Enden des Synchronisationsbereiches gilt dies nicht, da dort eine Phasendifferenz von π herrscht und Schallauslöschung hervorrufen sollte. Quantitative Messungen des Schalldruckverlaufs des zweiten Teiltönen im Synchronisationsbereich bestätigen dies (Abb. 8.5). Die Übereinstimmung der Messungen mit der theoretischen Abschätzung durch Überlagerung zweier Monopole trifft auch hier noch gut zu, es treten aber Abweichungen auf. Teiltöne höherer Ordnung unterliegen qualitativ ebenfalls den genannten Zusammenhängen, jedoch wurden quantitativ immer stärkere Abweichungen beobachtet, da die Annahme einer kugelwellenformigen Schallabstrahlung mit steigender Frequenz immer weniger zutrifft.

Ein starker Einfluss der Synchronisation der beiden Pfeifen auf den abgestrahlten Schall ist beobachtet worden. Die gewonnenen Resultate schließen einen „Oszillati-

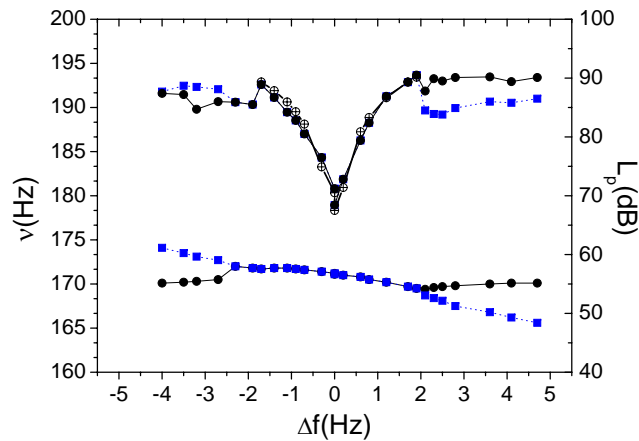


Abbildung 8.3: Effekte der Synchronisation auf Frequenz und Schalldruckpegel des Grundtons zweier Orgelpfeifen. Die beiden unteren Graphen zeigen die absolute Frequenz ν beider nebeneinander positionierter, gekoppelter Pfeifen dargestellt über deren ungekoppelter Verstimmung Δf . Der Synchronisationsbereich ist in dieser Darstellungsform kein Plateau und eine Abnahme der Frequenz ν mit zunehmender Verstimmung Δf ist erkennbar. Die absolute Frequenz ν ist dargestellt, um zu zeigen, dass sich die nicht manuell verstimmt Pfeife ($-\bullet-$) im Bereich der Synchronisation trotzdem in ihrer Frequenz ändert. Die beiden oberen Graphen zeigen den vom Mikrophon 10 cm vorm Labium erfassten Schalldruckpegel, ebenfalls abhängig von der Verstimmung Δf . Eine starke Abnahme des Schalldruckpegels bei $\Delta f = 0$ deutet auf die gegenphasige Oszillation der Luftblätter der beiden Pfeifen hin. Die theoretisch ermittelte Kurve ($-\oplus-$) stimmt, ausgehend von $\phi_0 = \pi$, damit sehr gut überein.

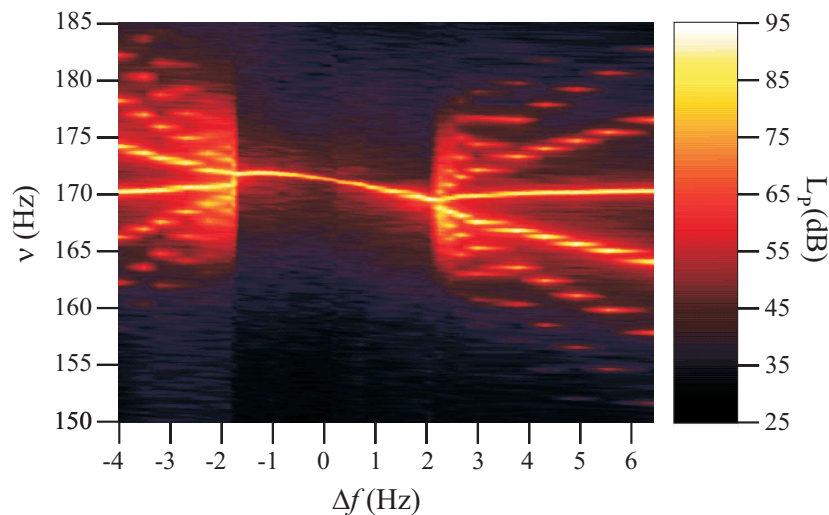


Abbildung 8.4: Spektrum des Grundtons zweier Orgelpfeifen im Bereich der Synchronisation. Ein scharfer Übergang vom Bereich der Schwebung mit immer enger stehenden Seitenbändern hin zum Synchronisationsbereich mit nur noch einem Frequenzwert der Schallabstrahlung ist erkennbar. Die entsprechenden Schalldruckpegelwerte sind auf der rechten Seite angegeben.

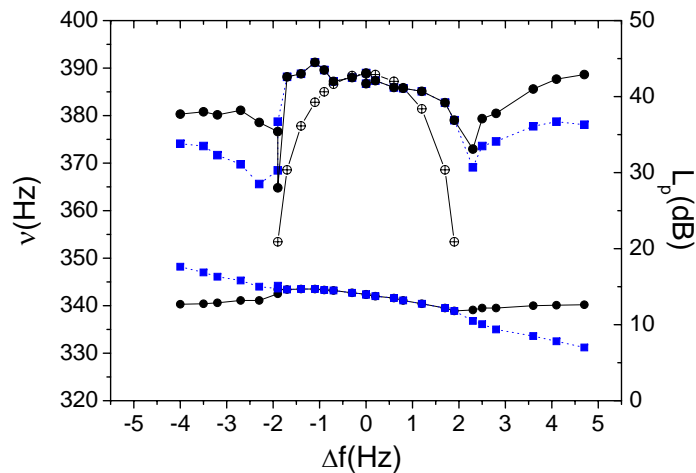


Abbildung 8.5: Effekte der Synchronisation auf Frequenz und Schalldruckpegel des zweiten Teiltons zweier Orgelpfeifen. Die Phase ist verdoppelt und Auslöschung tritt an den Rändern des Synchronisationsbereiches auf, erkennbar in Form einer Abnahme des Schalldruckpegels. Der theoretisch ermittelte Pegelverlauf ($-\oplus$) zeigt leichte Abweichungen von den Messwerten.

onstod“ aus. Zutreffender scheint die Annahme einer gegenphasigen Schwingung des Luftblattes am Labium für den Grundton, was zu Auslöschungen im abgestrahlten Schallfeld führt. Wie beeinflusst ein solches Verhalten die Strömungsakustik der Pfeifen?

8.2.2 Strömungsmodell

Mit dem Ziel einer Erklärung der den Messergebnissen zugrunde liegenden physikalischen Prozesse, betrachten wir nun die aus dem Kernspalt austretenden Strömungen. Für die Abstrahlung des Schalls kann dabei das am Labium der jeweiligen Pfeife schwingende Luftblatt als Punktschallquelle angesehen werden. Zur Präzisierung des Modelles sind nun auch die am Labium austretenden oszillierenden Luftströmungen und die davon verursachten Wirbel zu berücksichtigen.

Sind zwei Orgelpfeifen nebeneinander positioniert, so können die austretenden Strömungen hydrodynamisch miteinander agieren. Durch die Bewegung beider Strömungen kommt es, relativ zur strömungsfreien Umgebungsluft, zu einer Druckabsenkung im Bereich zwischen den Strömungen. Dadurch ziehen sich diese leicht an. Welche Art gemeinsamer Strömungsstrukturen bilden sich dabei aus? Bei Pfeifen unterschiedlicher Tonhöhe besitzen auch die oszillierenden Strömungen unterschiedliche Frequenzen. Im Fall von Synchronisation durch Kopplung wird im Vergleich zur ungekoppelten einzelnen Betrachtung der Pfeifen eine Erhöhung der Frequenz beobachtet. Die räumlichen und zeitlichen Schwankungen beider synchronisierter Strömungen führen zu einer Neustrukturierung mit gemeinsamer höherer Oszillationsfrequenz. Anhand der Luftschallmessungen wird erklärt, wie dies geschieht¹.

¹Einflüsse der schallreflexionsarmen Box auf die Strömungen werden als vernachlässigbar ange-

Das Luftblatt am Labium folgt der Oszillation der Strömung, welche aus dem Kernspalt austritt. Für den Grundton treten bei der Synchronisation zweier Pfeifen zwei Extreme auf: i) keine Verstimmung der Pfeifen exakt in der Mitte des Synchronisationsbereiches und ii) kritische Verstimmung direkt an den beiden Einsatzpunkten des Synchronisationsbereiches. Im Fall i) tritt ein Minimum des erfassten Schalldruckes auf, was auf einen Phasenunterschied der Oszillatoren von $\phi_0 = \pi$ zurückgeführt werden kann. Für die dabei gegebenen Reynoldszahlen im Bereich von $Re \sim 10^3$ stellt sich eine freie Strömung mit einem relativ stabilen und geordneten Wirbelabriss ein. Für die analoge Situation einer Strömung um einen Zylinder existieren sehr präzise Messungen, die verschiedene Instabilitäten in der Strömung aufzeigen (Williamson, 1996). Messungen dieser Art an rechteckigen Öffnungen, dem Orgelpfeifenlabium entsprechend, sind uns nicht bekannt. Fabre u. a. (1996) haben das Profil der Strömung für verschiedene Reynoldszahlen erfasst. Ihre Resultate entsprechen in etwa dem Strömungsverhalten hinter einem runden Zylinder. In unserem Fall wird dieses aber zusätzlich stark von Resonator und Oberlabium beeinflusst. Ein Übergang von einer geordneten Karmanstraße im Bereich des Aufschnitts hin zur Transition der nachlaufenden Wirbel mit turbulentem Abriss wurde beobachtet.

Die wichtigste Entdeckung der Messungen ist die laterale gegenphasige Kopplung der beiden Strömungen. Im für Orgelpfeifen interessanten Bereich der Reynoldszahl treten intrinsische dreidimensionale Instabilitäten auf, die zu lateralen Mustern führen. Zusätzlich ist durch die Analogie zum umströmten Zylinder bekannt, dass die Endpunkte das gesamte Strömungsmuster stark beeinflussen. Williamson (1996) zeigte, wie schräg ablösende Wirbelstraßen und noch komplexere Muster entstehen. Es ist nicht eindeutig, welche der Effekte bedeutsam für die Kopplung sind. Um zu klären, warum die Strömungen gegenphasig koppeln, ist eine Visualisierung und eine verfeinerte Modellierung unabdingbar.

An den äußeren Enden des Synchronisationsbereiches tritt offensichtlich eine Phasenverschiebung des Schalldrucks von $\phi_0 \pm \pi/2$ ein, welche ebenfalls einer viertel Phasenverschiebung zwischen beiden Strömungsozillationen entspricht. Auch für die Verifizierung dieser Annahme empfiehlt sich eine, mit dem aktuellen Messaufbau leider nicht realisierbare, Visualisierung.

Alle Beobachtungen fügen sich gut in den theoretischen Modellrahmen der Synchronisation zweier Oszillatoren ein. Eine vollständige Erläuterung der Prozesse muss den Quellmechanismus des Schalls, in Form der Schwingungen und Wirbel, die von zwei interagierenden Strömungen und deren hydrodynamischer Wechselwirkung hervorgerufen werden, mit berücksichtigen. Im Prinzip kommt es zu einer Art Wettkampf zwischen den Strömungen selbst und dem Resonator, der ihnen eine gewisse Wellenlänge aufzwingt. Bei allem fällt auf, wie gut die Synchronisationstheorie zum realen Verhalten der Orgelpfeifen passt: Im gegebenen Reynoldszahlenbereich können dreidimensionale Strömungsstrukturen auftreten, abhängig vom Verhältnis von Breite zu Höhe des Strömungsaustritts². Werden dreidimensionale Unterschiede vernachlässigt und wird von einer homogenen Schwingung des Luftblattes ausge-

nommen.

²Dies sollte in weiteren Experimenten überprüft werden.

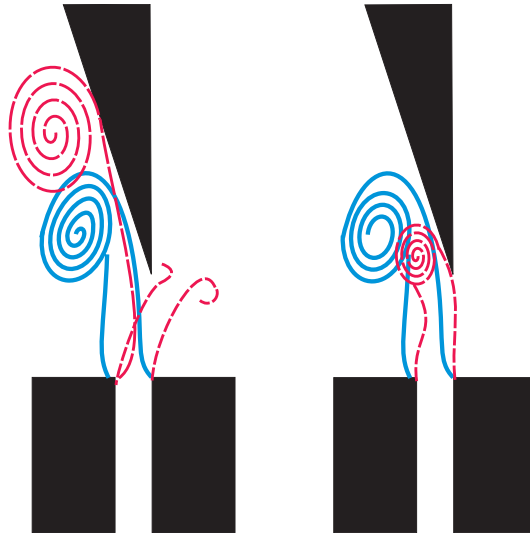


Abbildung 8.6: Skizze der Strömung am Labium zweier gekoppelter Pfeifen. Seitliche Ansicht, die Strömungen sind dadurch hintereinander angeordnet. Die Strömung der einen Pfeife ist mit durchgehender Linie skizziert, die andere gestrichelt. Bei einer Verstimmung von $\Delta f = 0$ wird gegenphasige Oszillation vermutet (links). Im Grundbereich der Synchronisation ist die Phase um $\pi/2$ verschoben (rechts). Die Skizzen orientieren sich an den Messungen von Fabre u. a. (1996), S. 872f.

gangen, dann kann das Oszillatorenmodell mittels Stuart-Landau oder van-der-Pol Gleichungen in seinen zweidimensionalen Oszillationen und dem Übergang zur Turbulenz beschrieben werden (Provansal u. a., 1987). Da der Schall hauptsächlich durch Wechselwirkungen von Strömung und Labium entsteht, kann ein Oszillatormodell genutzt werden. Aus der Synchronisationstheorie folgt, dass *jeder* selbst-getriebene Oszillator von sich aus den Synchronisationsregeln folgt, wenn Kopplung besteht. Dies führt am Beispiel der Orgelpfeife zur entdeckten guten Übereinstimmung von Theorie und Praxis (Aronson u. a., 1990; Pikovsky u. a., 2001). Simulationen von Stanzial u. a. (2001) stimmen damit überein. Durch besseres Verständnis der Strömungsdynamik der Kopplung könnten die Phänomene detailliert erklärt werden. Um die Abhängigkeit der Synchronisation von der Kopplungsstärke (Abstand der Pfeifen) zu untersuchen, wurden weitere Experimente durchgeführt.

8.2.3 Kopplungsstärke

Zur Untersuchung der Kopplungsstärke erfassten wir das Schallspektrum im Frequenzbereich des Grundtons für verschiedene Abstände der beiden Pfeifen. Die Resultate sind in Abbildung 8.7 dargestellt. Bei großem Abstand der Pfeifen ist ein typisches Interferenzspektrum zweier nicht gekoppelter Oszillatoren mit mehreren Seitenbändern erkennbar. Je mehr sich die Pfeifen nähern, nehmen die anfänglich schmalbandigen Spektrumsspitzen (Bandbreite: $\simeq 0,1$ Hz) an Amplitude ab und breiten sich im Frequenzbereich aus (Bandbreite: $\simeq 1$ Hz), ihre Güte nimmt deutlich ab. Dieses Phänomen kann nicht mit klassischer Synchronisationstheorie erklärt werden und benötigt ein detailliertes Verständnis der Fluidynamik und Wirbelbildung

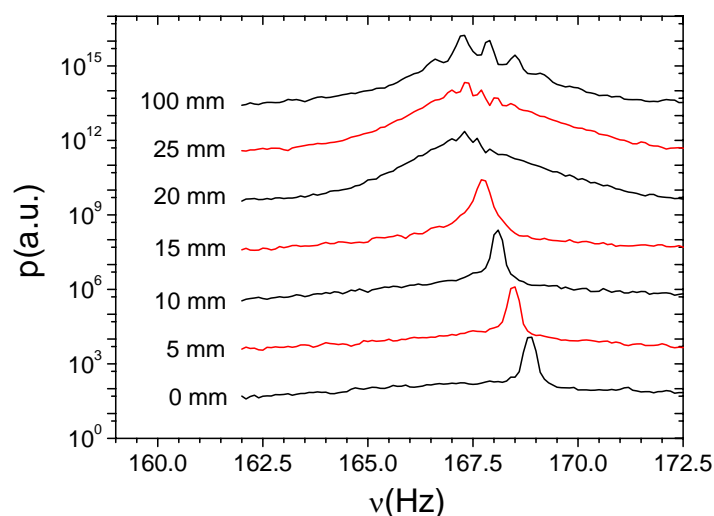


Abbildung 8.7: Schallspektrum der gekoppelten Pfeifen bei verschiedenen Abständen. Die Pfeifen entkoppeln mit zunehmendem Abstand. Bei geringem Abstand ist ein schmalbandiges spektrales Maximum zu beobachten. Für größere Abstände wird dieses Maximum breiter. Bei sehr großem Abstand tritt wieder ein Spektrum mit Seitenbändern, einer Schwebung entsprechend, ein. Für eine bessere Unterscheidbarkeit wurden die Graphen auf der y-Achse verschoben.

beider Strömungen.

Eine mögliche Erklärung der abnehmenden Resonanzgüte im Spektrum liegt in der spektralen Mittelung der dargestellten Ergebnisse. Die Strömungen koppeln mit Unterbrechungen, die Kopplungsfrequenz schwankt dabei leicht, was bei der durchgeführten zeitlichen Mittelung mehrerer Spektren zu einer Verbreiterung des resultierenden spektralen Maximums führt. Ebenso kann auch die Kopplung über Druckschwankungen zur Beschreibung verwendet werden: sie entstehen durch die Wirbelstraße, die beide Strömungen bilden. Mit zunehmendem Abstand verschwimmen beide Strömungen immer mehr miteinander, beeinflussen sich aber immer noch. Eine zeitliche Schwankung und Verbreiterung der Resonanzstelle im Spektrum ist die Folge. Dynamisch betrachtet ist das erfasste Schalldrucksignal das Resultat zweier konkurrierender Prozesse: einer komplexen, möglicherweise turbulenten Kopplung, welche die Strömungen der Pfeifen synchronisiert, und einer vom Rohrresonator gesteuerten Druckerregung, welche den Strömungen die Resonanzfrequenz aufzwingt.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurde am Beispiel der labialen Orgelpfeife die Bedeutung von Material und Wandungsprofil des akustischen Wellenleiters für die Schallabstrahlung untersucht. Eine kontroverse Diskussion zu diesem Thema wird in der Fachliteratur bereits sehr lang geführt. Dabei stehen der Ansicht des Orgelbauers, dass der Klang sehr wohl durch Material und Wandungsprofil des Rohrresonators mitbestimmt wird, eine Reihe wissenschaftlicher Veröffentlichungen gegenüber. Diese lehnen eine solche Sichtweise z.T. völlig ab oder stufen die Einflussmöglichkeiten als vernachlässigbar ein.

Für die Untersuchungen wurde ein in der Orgelforschung bemerkenswert großes Testfeld genutzt. Es setzt sich aus vier verschiedenen Testpfeifentypen zusammen. Statistisch sichere Aussagen werden durch zehn Vertreter für jeden der vier Pfeifentypen erreicht. *Alle* Pfeifen sind nominell baugleich. Sie variieren nur in zwei Punkten. Das Testfeld besteht zum einen aus zwei verschiedenen Materialien. Die eine Hälfte der Pfeifen ist aus „Englischem Zinn“ hergestellt (Pfeifenserie 1, 95% Zinn / 4% Blei-Legierung), einem für Orgelpfeifen harten Material, dem eine scharfe, spitze Tendenz im Klang nachgesagt wird. Die andere Hälfte wurde aus sehr weichen Material (Pfeifenserie 2, 33% Zinn / 66% Blei-Legierung) angefertigt, dem der Orgelbauer einen wärmeren, runden Klang zuspricht. Zum anderen sind sowohl Pfeifenserie 1 als auch Pfeifenserie 2 nach zwei verschiedenen Wandungsprofilen des Rohrresonators zu unterteilen. Jeweils die Hälfte beider Testpfeifenserien besitzt einen Rohrresonator mit parallelem bzw. mit konischem Wandungsprofil. Bei erstgenanntem ist die Wandungsstärke konstant, bei der zweiten Ausführung nimmt sie vom Pfeifenlabium zur Mündung hin ab. Für die Musikinstrumentenforschung stellt dies ein äußerst umfangreiches Testfeld dar, da vielfach nur Einzelinstrumente untersucht werden.

Die Möglichkeit, durch Material und Wandungsprofil des Rohrresonators den Klang der Orgelpfeife subjektiv hörbar zu beeinflussen, kann nicht mehr abgestritten werden. Ein zur Verifizierung der Praxisrelevanz der Untersuchungen durchgeführter Hörtest liefert dieses Ergebnis. Innerhalb der Testpfeifen aus Serie 1 konnten die Teilnehmer des Hörtests die Pfeifen mit parallelem Wandungsprofil des Rohrresonators von denen mit konischem Profil unterscheiden. Dieser Unterschied tritt bei einer zusammenfassenden statistischen Auswertung der Wahrnehmung aller Pfeifen ein-

deutig zu Tage. Für einzelne Pfeifen ist eine klare subjektive Zuordnung zum Wandungsprofil nicht immer möglich. Die psychoakustische Wahrnehmung von Pfeifen mit konischem oder parallelem Wandungsprofil entspricht zwei Mengen, die sich z.T. überlappen. Jedoch wird die Klangfarbe einer Orgel nicht von der einzelnen Pfeife, sondern von der Summe aller Pfeifen geprägt. Diese Situation korreliert mit den Ergebnissen des Hörtests. Eine subjektiv wahrnehmbare Veränderung der Klangfarbe der Orgel wird damit möglich, wenn eine Vielzahl von Pfeifen (üblicherweise ein oder mehrere Register) sich im Wandungsprofil des Rohrresonators unterscheiden.

Die objektive Luftschallmessung bestätigt den subjektiv wahrgenommenen Zusammenhang eines helleren Klangs mit einem konischen Wandungsprofil bzw. einer dumpferen Klangfarbe mit einem parallelen Profil. Dieser Effekt ist für beide Pfeifenreihen gegeben. Serie 1 zeigt ihn besonders deutlich. Er setzt sich aus zwei Unterschieden des Spektrums der Pfeifen mit konischem Wandungsprofil zum Spektrum der parallelen profilierten Pfeifen zusammen. Erstens strahlen die konisch profilierten Pfeifen die harmonischen Teiltöne höherer Ordnung (ab $N > 10$) und auch die nicht-harmonische Spektralkomponenten im Hochtonbereich ab 2 kHz mit steigender Frequenz mit zunehmend stärkerem Pegel als die Pfeifen mit parallelem Profil ab. Zweitens verhalten sich die harmonischen Teiltöne niedriger Ordnung ($N < 5$) entgegengesetzt. Deren Pegel liegt bei Pfeifen mit konischem Profil im Mittel um ein oder zwei Dezibel unter dem der Pfeifen mit parallelem Profil. Beide Effekte zusammen führen für die konisch profilierten Pfeifen zu einer etwas langsameren Abnahme des abgestrahlten Schalldruckpegels bei steigender Frequenz. Dies entspricht einer helleren Klangfarbe.

Eine Sensortechnologie zur Untersuchung von Wandungszusammensetzungen akustischer Wellenleiter wurde entwickelt. Ziel war die Überprüfung eines Zusammenhanges der Oszillation des Rohrresonators mit dem abgestrahlten Luftschall. Piezoelektrische Polymerfilme wurden um den Umfang des Rohrresonators angebracht. Bei einer Umfangsänderung wird der Sensor in der Dicke leicht gepresst bzw. in der Länge gedehnt und reagiert darauf mit einem Spannungssignal. Es ist möglich, den Sensor zu unterteilen und mehrere Teilbereiche (Umfangsabschnitte) gleichzeitig getrennt zu untersuchen. Dabei können die einzelnen Sensorfelder in ihrer Form den Anforderungen genau angepasst werden. Es wurde nachgewiesen, dass die Befestigung des Sensors auf der Resonatoroberfläche den abgestrahlten Luftschall der Orgelpfeife nicht nennenswert verändert. Die Technologie zeigte sich als sehr praxistauglich beim Nachvollziehen bekannter elliptischer Schwingungsmoden des Rohrresonatorquerschnitts. Neu ist die Möglichkeit einer integrierenden Untersuchung der dynamischen Umfangsveränderung des Rohrresonators beim Anblasen der Pfeife. Die entwickelte Sensortechnologie eignet sich gut zur Untersuchung der Oszillation schwingender Röhren nahezu beliebiger Form.

Die Ursache für die entdeckten Unterschiede des abgestrahlten Luftschalls beider Wandungsprofile liegt in den Oszillationen des Rohrresonators. Eine dynamische Veränderung des Gesamtumfanges des Rohrresonators, ein „Atmen“, konnte mit der

neuen Sensortechnologie beim Anblasen der Pfeife nachgewiesen werden. Eine ausgeprägte Oberflächenoszillation tritt nur bei den Frequenzen der harmonischen Teiltöne auf. Sie wird von der Druckkraft der internen Längsresonanz (stehenden Welle) der Luftsäule im Rohrresonator angetrieben. Messungen für den ersten bis dritten harmonischen Teilton zeigen entlang der Längsachse des Rohrresonators eine gute Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der Umfangsänderung und der Amplitude der stehenden Welle. Weiterhin wurde deutlich, dass die Stärke der Umfangsänderung mit der Stärke der Resonatorwand korreliert. Pfeifen mit einem konischen Wandungsprofil oszillieren mit stärkerer Amplitude als Probanden mit parallelem Profil. Dieser Effekt ist bei Pfeifenserie 1 (95% Zinn / 4% Blei-Legierung) besonders deutlich. Pfeifenserie 2 besteht aus einem dichteren Material (33% Zinn / 66% Blei-Legierung). Dies bringt bei den gegebenen gleichen Abmessungen eine höhere zu beschleunigende Masse mit sich. Weiterhin ist die innere Dämpfung der Oszillationen durch den höheren Bleianteil bei Serie 2 ausgeprägter.

Durch das Atmen des Pfeifenumfangs wird den internen Luftsäulenresonanzen Energie entzogen, die dann nicht mehr zur Abstrahlung an den Pfeifenöffnungen zur Verfügung steht. Die Luftschallmessungen bestätigen dies durch einen geringeren Pegel der unteren harmonischen Teiltöne für die stärker oszillierenden Pfeifen konischen Wandungsprofils. Das Atmen führt auch zu einer Schallabstrahlung. Diese kann aufgrund der minimalen Auslenkung der Pfeifenoberfläche den Effekt des Energieverlustes nicht kompensieren. Darüber hinaus senkt das Atmen des Rohrresonators die interne Schallgeschwindigkeit. Dies spiegelt sich klar in der geringeren Grundfrequenz der Pfeifen mit konischem Wandungsprofil wieder.

Bei hohen Teiltönen war die Detektion einer Umfangsänderung nicht möglich. Da sie von der internen Druckkraftanregung abhängt, ist sie, so vorhanden, deutlich schwächer, als bei den energiereicheren unteren Teiltönen zu vermuten. Durch eine Empfindlichkeitserhöhung der Sensortechnik sollte dies überprüft werden. Diese angenommene geringe Oszillation stellt keinen Widerspruch zur entdeckten stärkeren Schallabstrahlung der Orgelpfeifen mit konischem Profil im Hochtonbereich dar. Im Hochtonbereich ist es für eine Schallabstrahlung in das Fernfeld nicht unbedingt erforderlich, dass der Resonatorquerschnitt in der Form eines Monopols (atmend) schwingt. Bei hohen Frequenzen ist dies auch bei einer leichter anzuregenden elliptischen Oszillationsform ohne Umfangsänderung möglich. Jedoch zeigen die von einer monopolitischen Querschnittsoszillation abgestrahlten Zylinderwellen eine andere Pegelabnahme über der Entfernung als Kugelwellen. Durch Messungen des abgestrahlten Luftschalls in verschiedenen Entfernungen, in einer sehr großen schallreflexionsfreien Messumgebung, ließe sich der Wellentyp bestimmen und dadurch der Quellmechanismus verifizieren.

Offene Fragenstellungen verbleiben bezüglich der quantitativen Bedeutung einer direkten Schallabstrahlung durch die oszillierende Pfeifenoberfläche. Messungen dazu wären höchst aufschlussreich, sind jedoch mit großen Schwierigkeiten verbunden. Die getrennte Erfassung des an den Pfeifenöffnungen bzw. durch die Pfeifenoberfläche abgestrahlten Schalls, durch die Einpassung der Pfeife in einen Messaufbau, welcher beide Schallquellen voneinander separiert, führt, durch den notwendigen

schalldichten mechanischen Kontakt zur Pfeifenoberfläche, zu einer Veränderung der Oberflächenoszillation selbst. Die spezifische Schallimpedanz im Bereich von Mündung und Labium würde durch einen solchen, räumlich begrenzend wirkenden, Messaufbau ebenso verändert werden und zu abweichender Schallabstrahlung an Labium und Mündung führen.

Alternativ ist die Bestimmung der Differenz zwischen einer Schallabstrahlung mit und ohne Oberflächenoszillation denkbar und wahrscheinlich leichter zu realisieren. Dazu müsste die Körperoszillationen durch eine schwingungsdämpfend wirkende Außenhülle um die Pfeife verhindert oder zumindest stark verringert werden und die dann erhaltenen Werte mit denen ungehinderter Oszillation verglichen werden.

Messungen zur Beschreibung der gegenseitigen Beeinflussung zweier Orgelpfeifen wurden durchgeführt. Das entdeckte Verhalten der direkt nebeneinander positionierten Pfeifen stimmt sehr gut mit den Vorhersagen der Synchronisationstheorie überein. Die Modellierung als zwei gegenseitig koppelnde Oszillatoren erfasst alle Zusammenhänge qualitativ gut. Die Resultate bestätigen die Theorie eines „Oszillationstods“ nicht, sondern es ist von einer gegenphasigen Schallabstrahlung zweier Kugelwellenfelder auszugehen, die eine starke Amplitudenabnahme mit sich bringt. Dabei zeigt sich innerhalb des Synchronisationsbereiches eine Abhängigkeit der Amplitude der einzelnen Teiltöne von der relativen Phase beider Oszillatoren zueinander welche vom Grundton gesteuert wird.

In einem abstrakteren Modell kann das Verhalten als Kopplung zweier benachbarter Strömungsausstritte betrachtet werden. Bei geringem Abstand sollte ein Übergang zu einer Phasengleichheit eintreten, wenn keine dreidimensionalen Instabilitäten involviert sind. Für eine strömungsdynamische Beschreibung der Mechanismen sind detailliertere Untersuchungen des Verhaltens der beiden gekoppelten Strömungen nötig. Eine Einschätzung der Bedeutung von Strömung bzw. Schallfeld für den Kopplungsprozeß sollte durch Anregung mit einer strömungsfreien Schallquelle (einem Lautsprecher) überprüft werden, welche eine der beiden Pfeifen ersetzt. Weiterhin scheint interessant ob allein der Grundton Bedeutung für den Kopplungsprozeß besitzt und alle weiteren Teiltöne von ihm kontrolliert werden. Insbesondere Messungen an Pfeifen bei denen der zweite oder dritte Harmonische Teilton am stärksten ausgeprägt ist, sind hoch interessant.

Die im Rahmen dieser Betrachtung der Kopplung zweier Orgelpfeifen entdeckten Zusammenhänge besitzen großes Potential auf dem Gebiet der Lärminderung. In Bereichen in denen Lärm mit harmonischem Spektralcharakter von mehreren gleichen Strömungsschallquellen emittiert wird, gilt es zu überlegen, ob durch eine Kopplung der Strömungen der Schallquellen eine Verminderung des Grundtons erreichbar ist. Bei dieser Methode kann auf den, in der aktiven Schallbekämpfung üblichen, aufwendigen Aufbau aus Messwerterfassung, Signalanalyse und aktiver Gegenschallquelle verzichtet werden.

Anhang A

Grund- und Wellengleichungen von Schallfeldern

Aufbauend auf den Begriffen und Größen des Schallfeldes werden die physikalischen Grundgleichungen des Schallfeldes und die daraus resultierenden allgemeinen Wellengleichungen mit ihren Lösungen hergeleitet¹.

Die mathematische Beziehung zur räumlichen und zeitlichen Beschreibung einer Schallwelle ist die Wellengleichung mit ihren Lösungen. Die Wellengleichung wird dabei für die relevanten Größen des Schallfeldes dargestellt, und zwar für die skalaren Größen Schalldruck, Dichteschwankung und Schallschnellepotential sowie für die vektorielle Größe Schallschnelle. Diese Feldgrößen ergeben sich für ein konkretes praktisches Schallfeld aus der Integration der Wellengleichung unter Berücksichtigung der Rand- und Anfangsbedingungen bzw. aus den Messungen der Größen in ihrer räumlichen und zeitlichen Abhängigkeit (Rayleigh, 1945; Skudrzyk, 1954; Müller u. Möser, 2004).

Die Ausbreitung der Schallwellen ist an die Existenz eines elastischen Mediums (hier: eines Fluids) gebunden. Dieses wird als homogen, isotrop, ohne mittlere Strömung und ohne turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten, mit NEWTONschem Fließverhalten und mit zeitinvarianten Materialeigenschaften vorausgesetzt.

A.1 Grundgleichungen

A.1.1 Bewegungsgleichung

Die Wellengleichung folgt aus den Feldgleichungen für bewegte Fluide, das heißt aus der Bewegungsgleichung und der Kontinuitätsgleichung der Fluidmechanik sowie aus der Zustandsgleichung der Thermodynamik, jeweils unter den Voraussetzungen der linearen Akustik. Bei Anwendung des zweiten NEWTONschen Axioms (Bewegungsgleichung der Mechanik)

$$\vec{F} = m\vec{a} \tag{A.1}$$

¹Es werden sowohl die üblichen Differentialoperatoren der Vektoranalysis (grad, div, rot, LAPLACE-Operator) als auch Darstellungen in der Komponenten- bzw. Index-schreibweise (mit Summenkonvention) verwendet

auf ein Fluidteilchen ergibt sich für den Bereich der linearen Akustik (Vernachlässigung der konvektiven Beschleunigung als Glied zweiter Größenordnung) sowie für reibungsfreie Schallvorgänge die dreidimensionale Bewegungsgleichung in der folgenden Form:

$$\rho_0 \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (\text{A.2})$$

Dies ist die dreidimensionale, reibungsfreie, linearisierte Bewegungsgleichung, ein Spezialfall der EULERSchen Gleichung, in Komponenten- bzw. Indexschreibweise (mit Summenkonvention, $i = x, y, z$) ausgedrückt.

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad } p \quad (\text{A.3})$$

in Vektorschreibweise mit:

$$\text{grad } p = \left(\vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \right) p \quad (\text{A.4})$$

und:

$$j\omega \rho_0 \underline{v}_i = \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (\text{A.5})$$

in der Schreibweise mit komplexen Amplituden bei harmonischen Komponenten, wobei außerdem eindimensionale Schallausbreitung in x -Richtung vorausgesetzt wird.

A.1.2 Kontinuitätsgleichung

An einem ortsfesten Raumelement im Fluid wird die Massestrombilanz (Masseerhaltungssatz) aufgestellt, d.h. die Differenz zwischen den ausströmenden und einströmenden Massen an der Oberfläche muss gleich der zeitlichen Änderung der Masse im Inneren des Raumelements sein. Daraus ergibt sich für den dreidimensionalen Fall mit der Voraussetzung, dass die akustische Dichteänderung ρ sehr klein gegenüber der mittleren Fluidichte ρ_0 (Umgebungsichte) ist und dass ρ_0 ortsunabhängig ist, die Kontinuitätsgleichung in der folgenden Form:

$$\rho_0 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{A.6})$$

Das ist die Masse-Kontinuitätsgleichung für den dreidimensionalen, instationären, kompressiblen Fall bei kleinen Dichteschwankungen in Komponenten- bzw. Indexschreibweise (mit Summenkonvention, $i = x, y, z$).

$$\rho_0 \text{div } \vec{v} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{A.7})$$

in Vektorschreibweise mit:

$$\text{div } \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (\text{A.8})$$

und:

$$\rho_0 \frac{\partial \underline{v}_i}{\partial x_i} = -j\omega \underline{\rho} \quad (\text{A.9})$$

in der Schreibweise mit komplexen Amplituden bei harmonischen Komponenten.

A.1.3 Zustandsgleichung

Bei isentropen und adiabaten Zustandsänderungen gilt:

$$\frac{p}{\rho^\kappa} = \textit{konst.} \quad (\text{A.10})$$

d.h. es ergibt sich der allgemeine Zusammenhang zwischen Druck und Dichte $p(\rho)$ für akustische Vorgänge in einem Fluid zu:

$$c_0^2 = \kappa \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad (\text{A.11})$$

Dabei stellt $\partial p / \partial \rho$ kleine, akustische Schwankungen dar. Diese Gleichung ist die dritte Grundgleichung des Schallfeldes, die akustische Form der Zustandsgleichung mit der Schallgeschwindigkeit c_0 im Fluid und dem mittleren Druck bzw. der mittleren Dichte in der Umgebung p_0 und ρ_0 .

Die Zustandsgleichung ermöglicht die direkte Umrechnung zwischen den Druck- und den Dichteänderungen im Schallfeld.

A.2 Wellengleichung

A.2.1 Allgemeine Form der Wellengleichung für Schallfeldgrößen

Aus den oben aufgeführten drei Grundgleichungen folgt die Wellengleichung für den Schalldruck²:

$$\Sigma \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.12})$$

bzw.

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.13})$$

mit dem LAPLACE-Operator

$$\Delta = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{A.14})$$

Die dargestellten Formen der (homogenen) Wellengleichung beschreiben das Raum-Zeit-Verhalten der Feldgrößen, z.B. des Schalldruckes, in einem Fluid mit Schallvorgängen. Dabei wird nur das Feld der Schallausbreitung eingeschlossen, nicht das Gebiet der Schallerzeugung. Zusammengefasst sind folgende Voraussetzungen bei der Ableitung der aufgeführten Formen der Wellengleichungen gemacht worden:

- dreidimensionales Schallfeld
- isentrope Zustandsänderung

²Analog dazu ergeben sich die Wellengleichungen für die anderen Schallfeldgrößen: Dichteschwankung, Schallschnelle und Schallschnellepotential.

- reibungsfreie und wirbelfreie Fluidbewegungen
- „ruhende“ Fluide
- kleine Schwankungsgrößen
- keine mittlere Strömung
- keine Quellen, keine äußeren Kräfte.

A.2.2 Wellengleichung in HELMHOLTZscher Form

Wird z.B. für die Schalldruck-Wellengleichung der Druck-Zeit-Verlauf in der Form harmonischer Funktionen (sinus-, cosinusförmig) angenommen

$$p(t) = \hat{p} \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{A.15})$$

$$= \operatorname{Re} \{ \hat{p} e^{j(\omega t + \varphi)} \} = \operatorname{Re} \{ \hat{p} e^{j\omega t} \} \quad (\text{A.16})$$

so können die Zeit- und Ortsabhängigkeit separiert werden und daher die Wellengleichung in der HELMHOLTZschen Form dargestellt werden:

$$\Delta \underline{p} + k_0^2 \underline{p} = 0 \quad (\text{A.17})$$

bzw.

$$(\Delta + k_0^2) \underline{p} = 0 \quad (\text{A.18})$$

mit der Wellenzahl k_0 .

Anhang B

Auswahl akustischer Schallfeldgrößen

B.1 Schallschnelle

Die Schallschnelle, Formelzeichen v , gibt an, mit welcher Wechselgeschwindigkeit die Luftteilchen (Partikel des Schallübertragungsmediums) um ihre Ruhelage schwingen; sie stellt also die Momentangeschwindigkeit eines schwingenden Teilchens dar. Die Schallschnelle ist in der Akustik eine lineare Schallfeldgröße.

$$v = \frac{d\xi}{dt} = \dot{\xi} \quad (\text{B.1})$$

v wird in m/s angegeben. Die Schallschnelle ist die zeitliche Änderung der Schallauslenkung ξ , bei fester Frequenz verbunden durch:

$$\xi = \frac{v}{2 \cdot \pi \cdot f} = \frac{v}{\omega} \quad (\text{B.2})$$

ω Kreisfrequenz

k Wellenzahl

ξ Schallauslenkung der Luftteilchen

B.2 Schallfluss

Der Schallfluss, Formelzeichen q , Einheit m^3/s , ist eine Schallfeldgröße in der Akustik. Der Schallfluss ergibt sich aus dem Integral der Schallschnelle v über eine durchschallte Fläche S , wobei nur die senkrecht zur Fläche gerichteten Anteile der Schallschnelle eine Rolle spielen:

$$q = \int \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad (\text{B.3})$$

Der Schallfluss kennzeichnet das Volumen des Übertragungsmediums (Luft), das - hervorgerufen durch den Schallwechseldruck - pro Zeiteinheit (1 s) durch eine Fläche S hin- und herströmt.

Wenn alle Teilchen des Übertragungsmediums auf einer Fläche S die gleiche Schnelle (Geschwindigkeit) v besitzen, d.h., wenn die rhythmische Durchströmung der Fläche S überall gleichphasig erfolgt, lässt sich die Formel des Schallflusses vereinfachen:

$$q = v \cdot S \quad (\text{B.4})$$

Dies gilt entweder, wenn die Fläche S so gewählt ist, dass dort die Schallschnelle v überall gleiche Phase besitzt (z.B. auf der Oberfläche einer Kugel mit einer Kugelschallquelle im Zentrum), oder wenn die Abmessungen der Fläche S in jeder Dimension klein gegen die Wellenlänge sind. Schallfluss und Schallschnelle sind stets phasengleich.

B.3 Akustische Feldimpedanz

Die Akustische Feldimpedanz Z_F ist die spezifische Impedanz, die man als Wellenwiderstand des Mediums bezeichnet. Sie wird auch Schallkennimpedanz genannt. Diese Impedanzdefinition wird benutzt, um im (freien) Schallfeld den Widerstand zu beschreiben, der der Schallausbreitung entgegengesetzt wird. Die Akustische Feldimpedanz Z_F ergibt sich aus dem Quotienten von Schalldruck p und Schallschnelle v .

$$\underline{Z}_F = \frac{\underline{p}}{\underline{v}} \quad (\text{B.5})$$

Akustische Feldimpedanz, Schalldruck und Schallschnelle werden hierbei als komplexe Größen beschreiben, die abhängig von der Frequenz f und dem Phasenwinkel φ sind. Sind Schalldruck und Schallschnelle in Phase, ist die Akustische Feldimpedanz eine reale Größe.

$$\underline{Z}_F(f) = \frac{|p(f)|}{|v(f)|} e^{i(\varphi_p(f) - \varphi_v(f))} \quad \underline{p}(f) = |p(f)| e^{i(2\pi f + \varphi_p(f))} \quad \underline{v}(f) = |v(f)| e^{i(2\pi f + \varphi_v(f))} \quad (\text{B.6})$$

Im freien Schallfeld wird die Akustische Feldimpedanz durch die Eigenschaften des Ausbreitungsmediums bestimmt:

$$Z_F = \rho \cdot c \quad (\text{B.7})$$

(dabei: ρ : Dichte, c : Schallgeschwindigkeit)

Die akustische Impedanz wird durch Molekülbindungen untereinander und die Trägheit der Luftpartikelmassen beeinflusst.

B.4 Akustische Flussimpedanz

Oftmals auch als akustische Impedanz bezeichnet. Diese Impedanzdefinition wird benutzt, um für Schallausbreitung in Rohren den Widerstand zu beschreiben, der der Schallausbreitung entgegengesetzt wird. Die akustische Flussimpedanz Z_A ergibt sich aus dem Quotienten von Schalldruck p und Schallfluss q .

$$\underline{Z}_A = \frac{\underline{p}}{\underline{q}} \quad (\text{B.8})$$

Akustische Flussimpedanz, Schalldruck und Schallfluss werden hierbei als komplexe Größen beschreiben, die abhängig von Frequenz f und Phasenwinkel φ sind. Sind Schalldruck und Schallfluss in Phase, ist die Akustische Flussimpedanz eine reale Größe.

$$\underline{Z}_F(f) = \frac{|p(f)|}{|q(f)|} e^{i(\varphi_p(f) - \varphi_q(f))} \quad \underline{p}(f) = |p(f)| e^{i(2\pi f + \varphi_p(f))} \quad \underline{q}(f) = |q(f)| e^{i(2\pi f + \varphi_q(f))} \quad (\text{B.9})$$

Anhang C

Abgestrahlte Schallfelder

Im folgenden wird skizziert in welcher Form sich der von der Pfeife hinweg bewegende Schall mathematisch beschrieben werden kann (Levine u. Schwinger, 1948; Franz u. a., 1969). Dazu wird der, in der Physik allgemein übliche, Feldbegriff eingeführt: Jedem Punkt eines Raumes können charakteristische, orts- und zeitabhängige Feldgrößen (hier: die Kenngrößen des Schallfeldes p und v) zugeordnet werden, welche im Falle der Schallfelder durch die Grundgleichungen des Schallfeldes, die Differentialgleichungen des Feldes bzw. durch die Wellengleichung miteinander verknüpft sind (\leftrightarrow Kap.:A) (Skudrzyk, 1954; Möser, 2004; Müller u. Möser, 2004).

C.1 Ebenes Wellenfeld

Nach der Theorie sind nur unendlich große, ebene, konphas schwingende Platten oder Wände in der Lage, ebene Wellen und somit ein ebenes Wellenfeld im freien Raum mit den Koordinaten x, y, z zu erzeugen. Ebene Wellen sind dadurch gekennzeichnet, dass die sich ausbreitenden Wellenfronten Ebenen sind. Die Kenngrößen des Schallfeldes, der skalare Druck p und die Vektorgröße \vec{v} , die Schallschnelle, haben die gleiche Phasenlage. Die Schallkennimpedanz, d.h. der Wellenwiderstand

$$\underline{Z}_0 = \frac{p}{v} = \underline{\rho} \cdot c \quad (\text{C.1})$$

ist somit eine rein reelle Größe. Die Richtung der Schnelle \vec{v} stimmt mit der Ausbreitungsrichtung der Welle überein. Die für ebene fortschreitende Wellen gültige Wellengleichung

$$\text{div grad } F = \Delta F = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} \quad (\text{C.2})$$

mit

$$p = \rho \frac{\partial F}{\partial t} \quad (\text{C.3})$$

und

$$\vec{v} = \text{grad } F \quad (\text{C.4})$$

wird bei der Schallausbreitung in Rohren (wie z.B. dem Körper einer Orgelpfeife) erfüllt. Die Lösung der Wellengleichung enthält eine sich in positive x -Richtung und

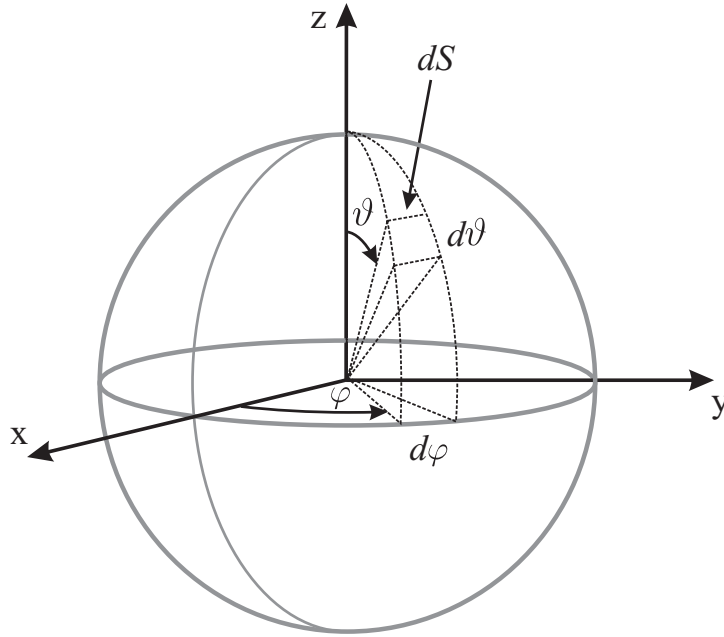


Abbildung C.1: Koordinatensystem des Kugelwellenfeldes.

eine sich in negative x-Richtung ausbreitende Welle:

$$p_x = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (\text{C.5})$$

$$v_x = \frac{1}{\rho_0 c} f(x - ct) + \frac{1}{\rho_0 c} g(x + ct) \quad (\text{C.6})$$

Dabei entsprechen f und g dem jeweiligen Funktionsverlauf. Physikalische Bedeutung hat für die sich in positive x-Richtung ausbreitende Welle nur der jeweils erste Term. Diese schreitet in der Zeit Δt mit c um $x = c \cdot \Delta t$ fort. Kennzeichnend für diese Wellenart ist der Umstand, dass der momentane Zustand der Schallfeldgrößen nur von der Koordinate x abhängt und die Schallwelle ohne Dämpfung durch das Medium ihre Form und Amplitude beibehält.

C.2 Kugelwellenfeld

Die Schallabstrahlung an der Orgelpfeife erfolgt hauptsächlich an Labium und Mündung. Die Charakteristik des abgestrahlten Schallfeldes hängt von der frequenzabhängigen Bedingung λ/h , dem Verhältnis der abgestrahlten Wellenlänge λ zur Größe h der Öffnungen. Im Bereich $\lambda < h$ kann von einer kugelförmigen Schallabstrahlung ausgegangen werden. Dies ist bei den untersuchten Orgelpfeifen für alle Teiltöne erfüllt (Frequenzen $f < 8,5$ kHz, siehe auch Abb.: 6.2, Seite 57) und es werden sowohl am Labium als auch an der Mündung Kugelwellen abgestrahlt (Coltman, 1969; Angster u. Miklós, 1998).

In der Kugelwelle sind die sich ausbreitenden Wellenfronten Kugelschalen, die sich mit zunehmendem Abstand von der Quelle quasiebenen Flächen, d.h. für ein betrachtetes Flächenelement ebenen Wellenflächen, nähern. Dabei nimmt aufgrund der

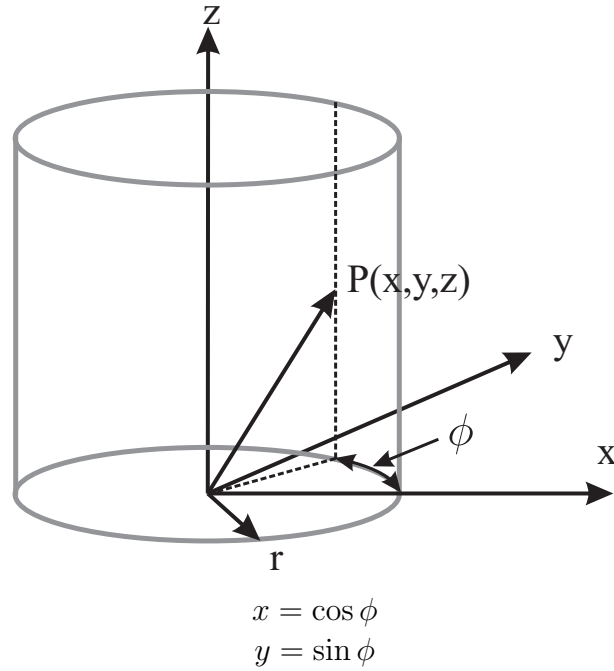


Abbildung C.2: Koordinatensystem des Zylinderwellenfeldes.

quadratischen Zunahme der Größe eines betrachteten Flächenelementes die Schallintensität in inversem Maße ebenfalls quadratisch ab. Der Schalldruck nimmt somit pro Entfernungsverdopplung um -6 dB ab.

Die meisten technischen und natürlichen Schallquellen emittieren aufgrund der beschriebenen Größenverhältnisse Kugelwellen. Zweckmäßig ist es, zur Beschreibung dieser Wellenfelder in Kugelkoordinaten überzugehen. Für die Entfernung des Aufpunktes von der Quelle steht der Radius r der Kugelwelle. Weiterhin verwendet man den Azimutwinkel φ („Längengrad“) und den Deklinationswinkel ϑ („Breitengrad“). Sehr einfach ist die Wellengleichung bei Kugelsymmetrie zu handhaben, da nur die Koordinate r Veränderungen unterliegt:

$$\Delta F = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (Fr)}{\partial r^2} \quad (\text{C.7})$$

$$\frac{\partial^2 (Fr)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (Fr)}{\partial t^2} \quad (\text{C.8})$$

Schalldruck p und Schnelle v sind in der Kugelwelle im Nahfeld der Quelle phasenverschoben. Das hat zur Folge, dass auch beim Wellenwiderstand Z Real- und Imaginärteil in Erscheinung treten.

C.3 Zylinderwellenfeld

Zylinderwellenfelder werden von stabförmigen Strahlern, von der Oberfläche von Zylindern u.ä. emittiert. Sie breiten sich im Inneren kreisrunder Rohre aus. Im Freien

sind sie in der Umgebung bewegter Schallquellen (Fahrzeugströme auf hoch frequentierten Verkehrswegen bzw. lange Züge auf einer Bahntrasse) zu beobachten.

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial F}{\partial t^2} \quad (\text{C.9})$$

Hier ist r der radiale Abstand von der Symmetrieachse des Zylinders. Die Lösung der Differentialgleichung gelingt mit einem Produktansatz. Sie enthält eine Hankelfunktion 1. Ordnung. Aus der Lösung ist erkennbar, dass ein Zylinderwellenfeld aus divergierenden und konvergierenden Wellen sowie aus radial stehenden Wellen in Richtung des Winkels ϕ aufgebaut ist. Eine ungestörte Ausbreitung von Zylinderwellen in Rohren ist nur für $kr = 2\pi r \cdot f c^{-1} < 1,84$ möglich. Alle anderen Frequenzen haben Querresonanzen (stehende Querwellen) und damit Energieverlust zur Folge (vgl. Kap.: 3.1.4).

Der schwingende Zylinder strahlt nur für den Fall $k^2 = kr^2 + kz^2 > kz^2$ Schallleistung ins Fernfeld ab. Bei $k^2 < kz^2$ entsteht kein Fernfeld. Für $k^2 \gg kz^2$ steigt die abgestrahlte Schalleistung mit der 3. Potenz der Frequenz an.

Anhang D

Messrelevante Schallfeldphänomene

D.1 Schallreflexion an Grenzflächen

Reflexion kann als Spiegelung (Rückwurf) von akustischen Wellen verstanden werden. Schallwellen werden immer dann reflektiert, wenn sie auf eine Grenzfläche mit Eigenschaften (Impedanzen) auftreffen, welche von den bisherigen abweichen. Wie auch in der Optik ist der Einfallswinkel der Wellenfronten für den weiteren Ausbreitungsweg maßgeblich. Vorauszusetzen ist, dass für eine Reflexion von Schallwellen die Grenzfläche größer sein muss als die Wellenlänge λ .

Trifft eine Schallwelle auf eine Grenzfläche in Form eines Störkörpers, eines Hindernisses (z.B. einer Wand) oder auf ein anderes Medium, dann wird ihre einfallende Energie aufgeteilt. Geometrisch betrachtet wird die Schallenergie:

- reflektiert, wenn das Hindernis groß gegenüber der Wellenlänge ist und ebene Flächen besitzt.
- in viele Richtungen gestreut, wenn der Störkörper klein oder unregelmäßig geformt ist
- gebeugt in den abgeschatteten Bereich hinter dem Hindernis, in einen Bereich also, von dem aus die geradlinige Sichtverbindung zur Schallquelle durch das Hindernis unterbrochen ist. Es kommt zu Diffraktion (Beugung)
- gebrochen, wenn sich beim Übergang von einem Medium in das andere die Schallgeschwindigkeit ändert

Unter dem Gesichtspunkt einer Energie- oder Leistungsbilanz an der Trennfläche zwischen zwei Medien lassen sich die die Vorgänge folgendermaßen beschreiben (siehe Abb.: D.1):

- Reflexion: ein Teil der einfallenden Schallenergie wird reflektiert
- Absorption: der nicht reflektierte Anteil der einfallenden Schallenergie wird absorbiert
- Dissipation: ein Teil der absorbierten Schallenergie wird an bzw. hinter der Trennfläche dissipiert, d.h. in Wärmeenergie umgewandelt

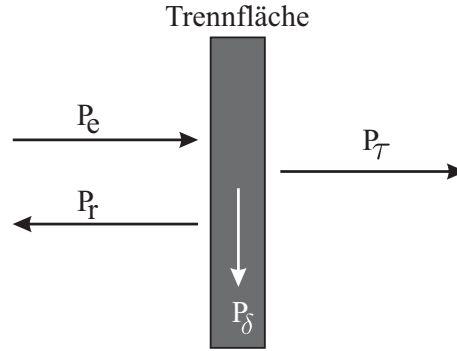


Abbildung D.1: Leistungsbilanz an einer Trennfläche. Einfallende Schallleistung P_e ; Reflektierte Schallleistung P_r ; Transmittierte Schallleistung P_τ ; Dissipierte Schallleistung P_δ

- Transmission: der nicht dissipierte Anteil der absorbierten Energie wird transmittiert, d.h. er geht durch die Trennfläche, auch über seitliche Umwege, hindurch und wird in das dahinter liegende Fluid abgestrahlt bzw. in angekoppelte Systemteile weiter geleitet

Daraus folgt:

$$P_e = P_r + P_\delta + P_\tau \quad (\text{D.1})$$

Und somit:

$$\frac{P_r}{P_e} + \frac{P_\delta}{P_e} + \frac{P_\tau}{P_e} = 1 \quad (\text{D.2})$$

bzw:

$$\rho + \delta + \tau = 1 \quad (\text{D.3})$$

Die Größen aus Gleichung D.3 sind wie folgt definiert:

Reflexionsgrad:

$$\rho = \frac{P_r}{P_e} = |\underline{r}|^2 \quad (\text{D.4})$$

Dissipationsgrad:

$$\delta = \frac{P_\delta}{P_e} \quad (\text{D.5})$$

Transmissionsgrad:

$$\tau = \frac{P_\tau}{P_e} \quad (\text{D.6})$$

Absorptionsgrad:

$$\alpha = \frac{P_{\text{absorbiert}}}{P_e} = \frac{P_\delta + P_\tau}{P_e} \quad (\text{D.7})$$

$$= \delta + \tau = 1 - \rho = 1 - |\underline{r}|^2 \quad (\text{D.8})$$

D.1.1 Reflexionsfaktor

\underline{r} ist der komplexe Reflexionsfaktor. Er ergibt sich aus dem Verhältnis der *Schalldrücke* der reflektierten und der einfallenden Schallwelle an der Trennfläche:

$$\underline{r} = \frac{p_r}{p_e} \quad (\text{D.9})$$

Die Wandimpedanz beschreibt das Verhältnis von Schalldruck und Schallschnelle an der Trennfläche:

$$\underline{Z}_W = \frac{p}{v} \quad (\text{D.10})$$

Die Wandimpedanz \underline{Z}_W charakterisiert die akustischen Eigenschaften der Wand. Es ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen Reflexionsfaktor und Wandimpedanz:

$$\underline{Z}_W = Z_0 \frac{1 + \underline{r}}{1 - \underline{r}} \quad (\text{D.11})$$

$$\underline{r} = \frac{\underline{Z}_W - Z_0}{\underline{Z}_W + Z_0} \quad (\text{D.12})$$

Der Reflexionsfaktor ist vom Verhältnis der Wandimpedanz zur Schallkennimpedanz Z_0 des Fluids abhängig. Ist der Reflexionsfaktor bekannt, dann können Schalldruck- und Schallschnelleverlauf vor einer bei $x = 0$ befindlichen Wand berechnet werden:

$$\underline{p} = \underline{p} (e^{-jkx} + \underline{r}e^{jkx}) \quad (\text{D.13})$$

$$\underline{v} = \frac{\underline{p}}{Z_0} (e^{-jkx} - \underline{r}e^{jkx}) \quad (\text{D.14})$$

D.2 Direktschallfeld

Zur Beschreibung des Schallfeldes, welches eine Schallquelle im Raum erzeugt, muss zwischen Direkt- und Diffusschallfeld unterschieden werden. Das Direktschallfeld ist das Schallfeld, das um eine Schallquelle entstehen würde, wenn jegliche Reflexion von Schallwellen unterbunden ist, wenn also beispielsweise der Raum keine Begrenzungsflächen hätte.

Innerhalb des Direktschallfeldes einer Schallquelle gibt es den Bereich des *Nahfeldes* und den des *Fernfeldes*. Sie sind im Zusammenhang mit dem Verhältnis des Abstandes r des Aufpunktes von der Schallquelle zur Wellenlänge der Schallsignale zu sehen.

- Im Fernfeld gilt: $r > \lambda$.
- Im Nahfeld gilt: $r < \lambda$.

Nahfeldverhältnisse sind gekennzeichnet durch einen hohen Anteil akustischer Blindleistung und eine nur geringe Wirkschalleistung bzw. Intensität im Quellbereich. Ursache ist für $r \ll \lambda$ eine Phasenverschiebung zwischen Druck und Schnelle von 90° . Dem Nahfeld folgt das freie Schallfeld (Direktschallfeld), in welchem der Schalldruckpegel z.B. bei einer Kugelwelle infolge $\tilde{p}^2 \sim r^{-2}$ mit 6 dB pro Entfernungsverdopplung abnimmt. Sollte diese Bedingung bereits innerhalb des Abstandes einer Wellenlänge vom Quellort nicht erfüllt werden, kann nicht von der Ausbildung eines akustischen Nah- und Fernfeldes ausgegangen werden.

D.3 Diffuses Schallfeld

Das diffuse Feld, auch Hallfeld genannt, ist ein Modellschallfeld wie das der ebenen und der Kugelwelle, welches aber bei Gültigkeit idealisierender Annahmen praxisbezogene Rechnungen erlaubt. Diffuse Schallfelder kommen in Räumen mit hinreichend reflektierenden Raumbegrenzungsflächen vor. Sie entstehen durch die an den Begrenzungsflächen des Raumes reflektierten Schallanteile. Man geht davon aus, dass in jedem Raumpunkt alle Schallausbreitungsrichtungen gleichermaßen am Energietransport beteiligt sind. Folglich misst man im Diffusschallfeld überall den gleichen Schallpegel. Diffuse Schallfelder entstehen immer dann, wenn durch die in einen Raum eingespeisten Schallsignale (Frequenzgemisch) ausreichend viele Eigenmoden des Raumes angeregt werden. Diese Bedingung führt dazu, dass im Tieftonbereich nur selten von einem Diffusschallfeld ausgegangen werden kann, da hier die Modendichte zu gering ist und stehende Wellen das Schallfeld dominieren (siehe Abschnitt: D.5). Stark ausgeprägte Diffusschallfelder (wie in Hallräumen) bieten gute Voraussetzungen für eine akustische Präzisionsmessung der Absorption (\leftrightarrow Kap.: E) und Transmission (\leftrightarrow Kap.: F) von Schall.

In einem schallreflektierenden Raum überlagern sich Diffus- und Direktschallfeld. In der Umgebung der Schallquelle ist das Direktschallfeld pegelbestimmend, in größerer Entfernung das Diffusschallfeld. Den Abstand von der Schallquelle, an dem der Pegel des Direktschallfeldes gleich dem Pegel des Diffusschallfeldes ist, nennt man den Hallradius.

D.4 Interferenz

Interferenzen sind häufig bei der Überlagerung von Schallwellen zu beobachten, die sich in gleicher Richtung ausbreiten und deren Quelle identisch ist (kohärente Signale). Das kann gegeben sein, wenn eine Direktschallwelle mit einer am Boden reflektierten Welle in Wechselwirkung tritt. Die Amplitude der resultierenden Welle ist von der Phasendifferenz der interferierenden Wellenzüge abhängig. Sie entspricht den vorzeichenbehaftet addierten Amplituden der beiden Wellen.

Die Wellen löschen sich aus bei einer Wegdifferenz von

$$\Delta x = n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 1, 3, 5, \dots). \quad (\text{D.15})$$

Sie addieren sich bei

$$\Delta x = n \cdot \lambda \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (\text{D.16})$$

Interferenzen führen zu erheblichen örtlichen Schwankungen des Schalldruckes und zu Abweichungen von der nach der Theorie zu erwartenden Abnahme des Schalldruckes mit der Entfernung.

D.5 Stehende Welle

Zur Ausbildung stehender Wellen kommt es, wenn zwei Wellenfronten mit gleicher Amplitude und gleicher Frequenz einander entgegenlaufen. Das ist z.B. der Fall bei der totalen Reflexion an schallharten bzw. schallweichen Grenzflächen. Stehende Wellen sind beispielsweise bei Schwingungen auf Saiten, in elastischen Strukturen und in Räumen zu beobachten. Zu den Merkmalen der stehenden Welle gehört es, dass sich bei der Überlagerung der Wellenzüge ortsfeste Maxima und Minima des Druckes bzw. der Schnelle ausbilden. Die räumliche Periodizität im eindimensionalen Fall beträgt $\lambda/2$. Der Wellenwiderstand der stehenden Welle (Feldimpedanz) ist imaginär und folgt einer Kotangensfunktion. Das hat zur Folge, dass in der stehenden Welle kein Energietransport erfolgt. Räume, in denen sich stehende Wellen ausbilden, sind für akustische Messungen nicht bzw. schlecht geeignet. Die Gefahr der Ausbildung stehender Wellen ist bereits vorhanden, wenn die Raumabmessungen in die Nähe von $\lambda/4$ kommen. Maxima des Schalldruckes liegen in einer Raumrichtung an den Orten

$$x = \frac{n}{2} \cdot \lambda \quad (\text{D.17})$$

wobei x der Abstand von der reflektierenden Grenzfläche ist. Die Minima sind bei

$$\Delta x = \frac{2n + 1}{4} \quad (\text{D.18})$$

zu suchen ($n=0,1,2,3,\dots$).

Ist die Anregung des Raumes breitbandig, so sind stehende Wellen nur in unmittelbarer Nähe der reflektierenden Wandflächen zu erwarten. Siehe auch Abb. E.1.

Anhang E

Schallabsorption

Bei der Untersuchung von Schallquellen, in unserem Falle Orgelpfeifen, sind nur deren Eigenschaften und nicht die Einflüsse der Messumgebung von Interesse. Innerhalb eines Messraumes sind daher die abgestrahlten Schallwellenfelder (\leftrightarrow Kap.:C) an einer Reflexion durch die Begrenzungsflächen zu hindern. Dazu müssen sie in ihrer Amplitude möglichst vollständig gedämpft werden, dies geschieht mittels Schallabsorbern.

E.1 Poröse Schallabsorber

Zur Absorption von Schall stehen im Wesentlichen drei physikalische Mechanismen zur Auswahl: Helmholtzresonatoren¹, Plattenabsorber² und poröse Absorber. Alle drei basieren darauf, die Schallenergie durch Reibung in Wärme umzuwandeln.

Zum Einsatz in der entworfenen schallreflexionsarmen Messbox kommt ein poröser Absorber, da allein dieses Prinzip Schalldämpfung in einem weiten Frequenzbereich bietet (\leftrightarrow Kap.: 5). In porösen Absorbern wird die Schwingung der Luftteilchen durch die poröse oder faserartige Struktur des Materials gebremst. Dabei entsteht Reibungswärme. Zu den porösen Absorbern zählen Textilien, Teppiche, Schaumstoffe, Mineralwolle, spezielle Akustikputze und andere offenporige Materialien. Treffen Schallwellen mit der Leistung P_e auf ein solches poröses Hindernis im Ausbreitungsweg, so wird je nach Oberflächenbeschaffenheit ein Teil der Schallenergie reflektiert und ein weiterer, zumeist kleinerer Teil der Schallenergie von dem Hindernis aufgenommen. Die Schallabsorption beruht auf der Wirkung der sehr dünnen Zähigkeitsgrenzschicht an der Oberfläche der Porositäten eines Körpers, an dem ein Schallfeld

¹In Helmholtz-Resonatoren wird die Luftdruckschwankung in der Öffnung des Resonators bei der Resonanzfrequenz zum einen in besonders starke Schwingungen versetzt und zum anderen durch die in der Öffnung wirkende Reibung in ihrer Amplitude gedämpft. Helmholtz-Resonatoren benötigen keinerlei zusätzliches (poröses) Dämpfungsmaterial in den Löchern.

²Hier wird eine Platte mit einer geschlossenen Oberfläche vor einem Luftvolumen so eingespannt, dass auftreffender Luftschall sie zu Schwingungen anregt. An den Eigenfrequenzen dieses schwingenden Systems sind die Amplituden der Bewegung besonders groß. Die Schwingung der Platte und des anliegenden Schallfeldes wird durch die gegenseitige Reibung der Moleküle des Plattenmaterials gedämpft. Die meisten Plattenabsorber benötigen für eine optimale Wirksamkeit zusätzliche Bedämpfung des dahinterliegenden Luftraumes mit Mineralwolle oder Schaumstoff.

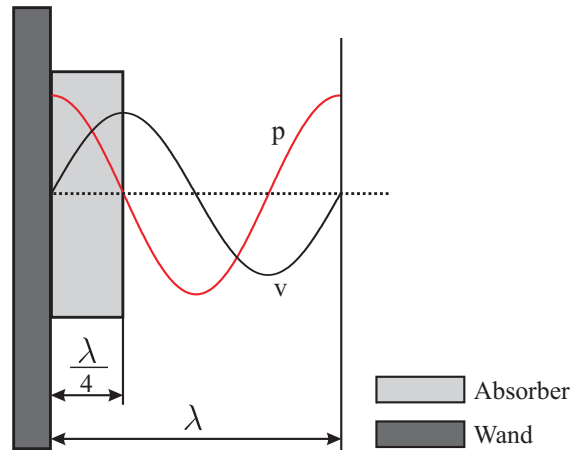


Abbildung E.1: Stehende Welle vor einer schallharten Wand mit dem Verlauf des Schalldrucks p und der Schallschnelle v .

anliegt. Dies stellen beim porösen Absorber die kleinen Hohlräume und Kanäle dar. Die Dicke der Grenzschicht (ebene Körperoberfläche), in der die Schallschnelle des Fluids bis auf den Wert Null an der Wand abfällt, beträgt etwa $\delta = \sqrt{(2\nu)/\omega}$ mit der kinematischen Zähigkeit $\nu = \eta/\rho$ (mit der dynamischen Zähigkeit η). Die Dissipation infolge dieser Zähigkeitswirkung in der Grenzschicht ist relativ gering. Sie wächst aber zu beachtlicher Größe an, wenn durch die aufgelockerte, poröse Gestaltung der Oberfläche³ die Dissipation an sehr großen Flächen erfolgt. Mit derartigen Schallabsorbieren können hohe Schallabsorptionsgrade bis $>90\%$ erreicht werden. Ein poröser Absorber kann die Luftteilchen am effektivsten bremsen, wenn diese eine hohe Schallschnelle aufweisen. Montiert man einen porösen Absorber direkt auf der Wand, so muß er folglich eine gewisse Dicke haben, um Schallwellen bis zu einer bestimmten unteren Grenzfrequenz zu absorbieren. Es kann daher, insbesondere bei mit sinkender Frequenz zunehmender Wellenlänge, nicht von vollständiger Absorption ausgegangen werden.

Betrachten wir eine ebene Schallwelle tiefer Frequenz, die unserem Fall entsprechend senkrecht auf einen porösen Absorber mit dahinter befindlicher schallharter Wand einfällt. Sie wird zum Teil reflektiert. Die einfallende und die reflektierte Welle überlagern sich nach dem Superpositionsprinzip (\leftrightarrow Kap.: D.4 und D.5). Wir hören oder messen folglich immer die Summe des Schalldrucks bzw. der Schallschnelle von beiden Wellen. Das Ergebnis ist eine stehende Welle. Sie sieht folgendermaßen aus: Direkt vor der Wand, die als unbeweglich angenommen wird, kann sich auch die Luft nicht bewegen. Die Schallschnelle der stehenden Welle muß direkt auf der Wand gleich null sein. Ein hoher Schalldruck kann sich dort dagegen gut aufbauen. Das erste Maximum der Schallschnelle befindet sich im Abstand einer viertel Wellenlänge vor der Wand⁴(\leftrightarrow Abb.: E.1).

³z.B. durch eine extreme Oberflächenvergrößerung mit Hilfe eines gestopften Fasermaterials, eines offenporigen Schaumstoffes oder eines porösen Betons

⁴Montiert man poröse Absorber dagegen mit einem Wandabstand, so können sie entsprechend

E.2 Absorptionsgrad

Der Schallabsorptionsgrad dient der quantitativen Erfassung der Schallabsorptionsfähigkeit eines Materials. Er kennzeichnet den Leistungsanteil der einfallenden Welle, der in der reflektierten Welle nicht mehr enthalten ist, d.h. der in der Trennfläche dissipiert oder durch sie hindurchgeht und in das angrenzende Fluid abgestrahlt wird. Er kann aus dem Verhältnis der entsprechenden Intensitäten bestimmt werden:

$$\alpha = \frac{|p_e|^2 - |p_r|^2}{|p_e|^2} = 1 - |r|^2 \quad (\text{E.1})$$

Für raumakustische Planungen benötigt man den Absorptionsgrad für statistischen Schalleinfall. Dieser wird in einem Hallraum nach DIN EN ISO 354 (2003) (Messung der Schallabsorption im Hallraum) gemessen. Er kann sowohl theoretisch als auch meßtechnisch größer als 1 werden. Eine vereinfachte Erklärung für dieses Phänomen bezieht sich auf die Wellennatur des Schalls: Die Schallwellen werden am Rande der Prüffläche noch zusätzlich in den Absorber hineingebeugt, so dass sich die Wirksamkeit der Absorber über ihre eigentliche Fläche hinaus erstreckt. Die Messungen im Hallraum sind nur bis zu einer unteren Grenzfrequenz von 100 bis 125 Hz gültig, da unterhalb dieser Frequenzen die erforderliche Raummodendichte⁵ meist nicht mehr gegeben ist. Will man den Absorptionsgrad von Absorbern bestimmen, die noch darunter wirksam sind, so wird die Wellennatur des Schalls von entscheidender Bedeutung und es ist dann sehr wichtig, ob sich die Absorber in Raumkanten befinden oder nicht. Momentan gibt es noch kein einheitliches Verfahren den Absorptionsgrad für tiefe Frequenzen zu bestimmen.

dünnere ausfallen. Diesen Effekt nutzen die Hersteller von abgehängten Akustikdecken.

⁵abhängig von der Größe des Hallraums

Anhang F

Schalltransmission an der Trennwand

Die Schalltransmission in den Nachbarraum über die Trennwand wird durch den Transmissionsgrad τ charakterisiert (siehe auch Kap.: D.1, S. 113 und Abb.:E.1, S. 120). Mit dem Transmissionsgrad τ wird das Schalldämmmaß R definiert:

$$R = 10 \lg \frac{1}{\tau} \text{dB} = -10 \lg \frac{P_\tau}{P_e} \text{dB} \quad (\text{F.1})$$

Der Transmissionsgrad kann bei vernachlässigbarer Dissipation aus dem Reflexionsgrad berechnet werden:

$$\tau = 1 - \rho = 1 - |\underline{r}|^2 = \left[\frac{Z_W - Z_0}{Z_W + Z_0} \right]^2 \quad (\text{F.2})$$

Um die Dämmung der Trennwand mit Hilfe des Schalldämmmaßes R zu charakterisieren, muß die Wandimpedanz festgelegt werden. Diese berechnet sich bei reinem Massecharakter auf Grund des NEWTONschen Bewegungsgesetzes ($F = m \cdot a$) und des hinter der Wand im zweiten Raum anliegenden Fluids zu:

$$Z_W = j\omega m'' + Z_0 \quad (\text{F.3})$$

mit der flächenbezogenen Wandmasse m'' . Damit folgt der Transmissionsgrad

$$\tau = \frac{4Z_0^2}{\omega^2 m''^2 + 4Z_0^2} \quad (\text{F.4})$$

bzw. mit $2Z_0 \ll \omega m''$ näherungsweise

$$\tau \approx \left(\frac{2Z_0}{\omega m''} \right)^2 \quad (\text{F.5})$$

Daraus ergibt sich das Schalldämmmaß der Wand zu

$$R \approx 10 \lg \left(\frac{\omega m''}{2Z_0} \right)^2 \quad (\text{F.6})$$

mit Z_0 als Schallkennimpedanz des hinter der Wand liegenden Fluids.

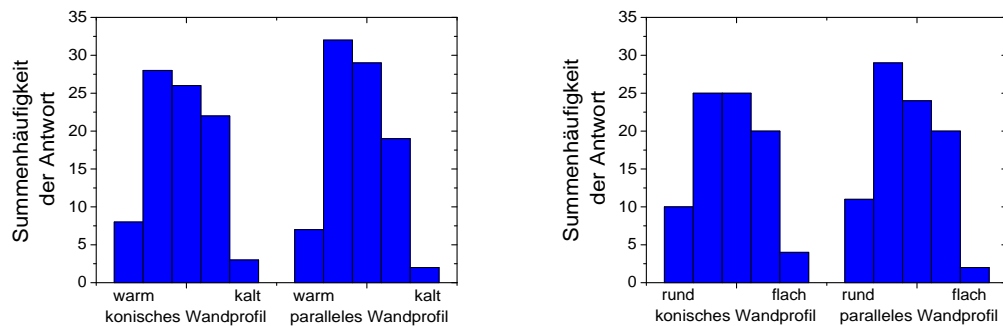
Anhang G

Psychoakustik

G.1 Pfeifenserie 1

Wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, eigneten sich nur drei der im Hörversuch vorgeschlagenen acht Kategorien (Adjektivpaare) zur Beurteilung der Wahrnehmbarkeit von Klangunterschiede der Testpfeifen. Bei der Auswertung der übrigen fünf Klangkategorien war kein deutlicher Unterschied in der Bewertung der parallelwandigen und der ausgedünnten Pfeifen erkennbar. In den Diagrammen G.1 und G.2 ist die absolute Häufigkeit der Urteile dieser fünf Adjektivpaare dokumentiert.

G.1.1 Wahrnehmung des stationären Klangs



(a) Klangkategorie: warm oder kalt

(b) Klangkategorie: rund oder flach

Abbildung G.1: Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des stationären Klangs von ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares. Die Höhe eines jeden Balkens zeigt die Summe der Wahl des entsprechenden Klangeindrucks durch die Hörtestteilnehmer.

warm-kalt : beide Pfeifentypen als tendenziell warm wahrgenommen

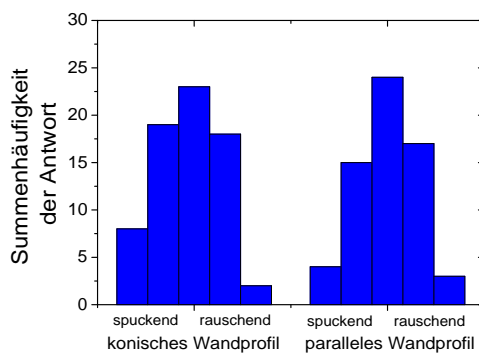
rund-flach : beide Pfeifentypen als tendenziell rund wahrgenommen

G.1.2 Einschwingen des Klanges

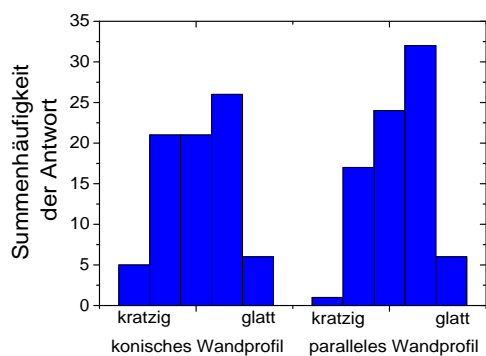
spuckend-rauschend: beide Pfeifentypen gleich wahrgenommen

kratzig-glatt: beide Pfeifentypen als tendenziell glatt wahrgenommen

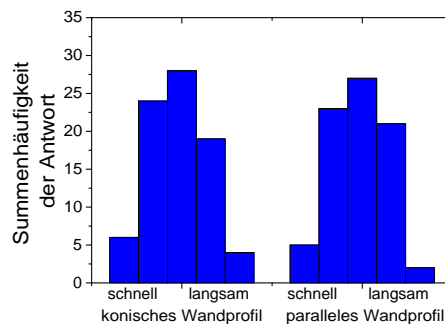
schnell-langsam: beide Pfeifentypen gleich wahrgenommen



(a) Klangkategorie: spuckend oder rauschend



(b) Klangkategorie: kratzig oder glatt



(c) Klangkategorie: schnell oder langsam

Abbildung G.2: Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des klanglichen Einschwingens der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares. Die Höhe eines jeden Balkens zeigt die Summe der Wahl des entsprechenden Klangeindrucks durch die Hörtestteilnehmer.

Anhang H

Datenblätter

H.1 Illbruck Absorber Pyramide 100/50

Tabelle H.1: Technische Daten: illtec Melaminharzschaum.

	DIN	Klassifizierung
Rohdichte	53420	$9,5 \pm 1$ kg
Zugfestigkeit	53571	100 kPa
Bruchdehnung (Zug)	53571	30 %
Wärmeleitfähigkeit bei 10°C	52612	0,034 W/mK
Temperaturbeständigkeit		-60 bis +150 °C
Druckspannung bei 10° Stauchung	53421	5,0 bis 20,0 kPa

H.2 Schalldämmmaß Tischlerplatte

Tabelle H.2: Schalldämmmaß R einer Tischlerplatte der Stärke $t = 22$ mm, flächenbezogene Masse: $m'' \approx 11$ kg/m².

Oktavmittenfrequenz (Hz)	125	250	500	1000	2000
Schalldämmmaß R (dB)	19	22	27	24	24

H.3 Soundkarte

Tabelle H.3: Technische Daten der Soundkarte Marian Marc 4 Midi, Herstellerangaben.

Technische Daten: Marian Marc 4 Midi	
Audiosignalanschlüsse	4 analoge Eingänge 4 analoge Ausgänge (je 2 6,3 mm Stereoklinenstecker)
MIDI-Anschlüsse	2 MIDI-Eingänge 2 MIDI-Ausgänge (5-pol. DIN über Kabelpeitsche)
Samplingauflösungen (bit)	8; 16; 20; 24; 32
Samplingfrequenzen (kHz)	11; 16; 20; 24; 32
Übertragungsbereich	20 Hz bis 20 kHz (bei $f_s=44,1$ kHz) 20 Hz bis 40 kHz (bei $f_s=96$ kHz)
Maximaler Eingangspegel	+8 dBu=1,95 V _{eff}
Signal/Rausch-Abstand	S (N+D): 95 dB
Klirrfaktor	0,005%

H.4 Computer

Tabelle H.4: Leistungsmerkmale der für Messung und Analyse eingesetzten Computer.

	Messcomputer	Analysecomputer
Prozessor	Intel Pentium 3	AMD Athlon 2100+
Prozessortaktfrequenz	500 MHz	1733 MHz
Arbeitsspeicher (MB)	384 MB	1024 MB
Festplattenkapazität (GB)	30 GB	80 GB

H.5 Mikrofone

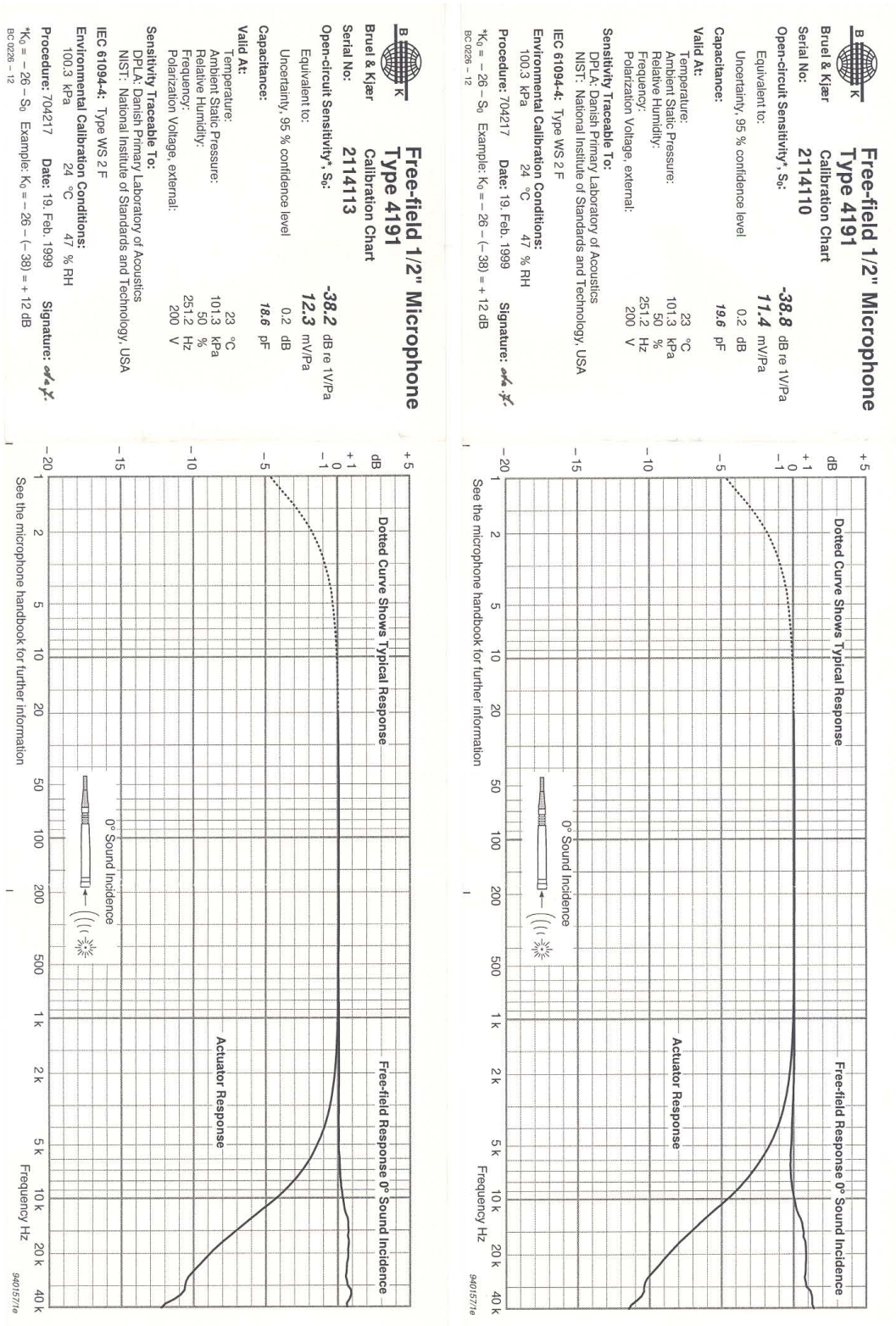


Abbildung H.1: Kalibrationsmesskurve der eingesetzten Mikrophonkapseln des Typ B&K 4191, Seriennummer 2114110 und 2114113.

Formelzeichen und Symbole





Formelzeichen

Größe	Einheit	Beschreibung
Δf	Hz	Frequenzänderung, Verstimmung
df	Hz	Frequenzauflösung (z.B.: des Fourierspektrums eines Signals)
f	Hz=1/s	Frequenz
f_G	Hz	Grundfrequenz der Orgelpfeife $f_g = f_{N_{HT}=1}$
p	Pa	Schalldruck, Schwankungswert um den hydrostatische Luftdruck am Messort
L_p	dB	Schalldruckpegel
L_{HT}	dB	Schalldruckpegel L_p der Harmonischen Teiltöne
\bar{s}		Standardabweichung
f_u	Hz	untere Grenzfrequenz (eines Frequenzband)
f_o	Hz	obere Grenzfrequenz (eines Frequenzband)
l_{ac}	mm	Länge Luftsäule
p_w	mmWS	Windddruck in Millimetern Wassersäule 1 mmWS \approx 9,8 Pa \approx 0,1 mBar
N		Ordnung des harmonischen Teiltons
U_{Norm}		normierte Signalspannung
k	1/m	Wellenzahl $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
h	m	Abmessung (einer schwingenden Fläche)
G	dB	Übertragungsmaß, $G = 20 \lg(U/U_0)$
m''	kg/m ²	flächenbezogenen Masse (z.B. einer Trennwand)
Δ		LAPLACE-Operator $\Delta = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$
$\text{grad } \varphi = \nabla \varphi$		Gradient eines Skalarfeldes $\varphi(\vec{r})$ $\nabla \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{e}_z$
$\text{div } \vec{F} = \nabla \cdot \vec{F}$		Divergenz eines Vektorfeldes \vec{F} $\text{div } \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$
q	m ³ /s	Schallfluß
c_0	m/s	Schallgeschwindigkeit im Fluid

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Größe	Einheit	Beschreibung
p_0	N/m ²	mittlere Umgebungsdruck im Fluid meist der atmosphärische Luftdruck
ρ_0	kg/m ³	mittlere Umgebungsichte des Fluid
F	N	Kraft
r	m	Abstand vom Schallquellort, Radius, (z.B. einer Kugelwelle)
P_e	J	Einfallende Schallenergie
P_r	J	Reflektierte Schallenergie
P_τ	J	Transmittierte Schallenergie
P_δ	J	Dissipierte Schallenergie
r		Reflexionsfaktor
τ		Transmissionsgrad
δ		Dissipationsgrad
v	m/s	Schallschnelle
λ	m	Wellenlänge
Z_0		Schallkennimpedanz eines Fluids
Z_W		akustische Wandimpedanz
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit

Farb- und Symbolzuordnung der Graphen

Farbe & Symbol	Pfeifenmaterial (Legierung)	Pfeifengeometrie
	95% Zinn 4% Blei Legierung	ausgedünnt
		parallelwandig
	33% Zinn 66% Blei Legierung	ausgedünnt
		parallelwandig

Abbildungsverzeichnis

1.1	Oszillationsformen der Pfeifenquerschnittsfläche: (a) atmend als akustischer Monopol und (b) elliptisch, im Sinne eines akustischen lateralen Quadrupols.	3
2.1	Frontansicht und Schnittdarstellung einer labialen Orgelpfeife. 1. die Fußöffnung, 2. der Pfeifenfuß, 3. der Kernspalt, 4. der Kern. Der Bereich des Labium mit: 5. dem Aufschnitt, 6. dem Oberlabium, 7. dem Unterlabium. Sowie 8. der Rohrresonator und 9. die Mündung. Evtl. sind als Intonationshilfe zwei Stimmhilfen angebracht 10.	6
2.2	Strömung (- - -) Druckimpuls (—) und Skizze der Schallabstrahlung (o) der Labialpfeife.	6
2.3	Spektrum des emittierten Schalls der Orgelpfeife an der Mündung (a) und am Labium (b). Zu erkennen sind: [a] die harmonischen Teiltöne, [b] die Längsresonanzen (Eigenresonanzen) und [c] die Querresonanzen der Luftsäule im Rohrresonator. Im Bereich [d] ist weiterhin die Absenkung im Verlauf der Teiltöne am Labium sichtbar.	9
3.1	Messung der Druckverteilung der ersten (o), zweiten (∇) und dritten (Δ) Längsresonanz der Luftsäule im Rohrresonator.	18
3.2	Druckverteilung (+, -) und Richtung der Luftpartikelbewegung (→) für die ersten drei Querresonanzen in der Luftsäule des Rohrresonators (Fletcher u. Rossing, 1998).	20
3.3	Aufbau und Merkmale der Ellipse.	22
3.4	Schnelle der elliptischen Oberflächenschwingung als Maß der Auslenkung einer parallelwandigen Pfeifen im Frequenzbereich des ersten Teiltöns. In der Abbildung ist die zylindrische Oberfläche des Rohrresonators plan dargestellt.	23
3.5	Elliptische Querschnittsschwingung und deren akustisches Modell in Form eines lateralen Quadrupols aus einzelnen Monopolen. Die Schwingungsknoten sind blau markiert.	24
3.6	Schallabstrahlung des lateralen Quadrupols bei (a) hohen und (b) tiefen Frequenzen. Die Schwingungsknoten sind blau markiert.	24
3.7	Schnitt durch die zwei verglichenen Labialpfeifen mit: mit a) parallelem und b) konischem („ausgedünntem“) Wandungsprofil (Profilunterschiede sind überbetont!).	27

4.1	Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des stationären Klangs der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares.	33
4.2	Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des klanglichen Einschwingens der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen hart oder weich.	34
4.3	Statistische Auswertung der Frage: „Werden die ausgedünnte Pfeife aus Serie 2 im direkten Paarvergleich mit der parallelwandigen Testpfeifen als im Klang schärfer empfunden?“	34
5.1	Außenansicht der schallreflexionsarmen Messbox.	39
5.2	Ausschnitt aus der Struktur des eingesetzten Absorbers <i>illbruck pyramide 100/50</i>	40
5.3	Theoretisches Schalldämmmaß und gemessene Differenz zwischen dem inner- und außerhalb der Messbox erfassten Schalldruckpegel mit und ohne Absorber.	44
5.4	Winderzeuger, Druckregulierungsmechanismus und Balg (Windreservoir) der Messorgel.	46
5.5	Übertragungsmaß der Soundkarte Marian Marc 4 Midi, bei einer Abtastfrequenz von 44,1 kHz, normiert auf den Pegel bei 100 Hz.	48
5.6	Struktur des Messaufbaus zur Untersuchung der Pfeifen in der schallreflexionsarmen Box.	50
5.7	Anordnung von Windlade und Testpfeifen während der Messungen in der schallreflexionsarmen Box.	50
5.8	Positionierung der beiden Messmikrofone in Nähe der Pfeifenöffnungen während der Luftschallmessungen.	51
6.1	Analysestruktur zur Bestimmung des Spektrums an Labium und Mündung der untersuchten Pfeifen	55
6.2	Fourierspektrum des emittierten Schalls in vollständiger gemessener Bandbreite. Am Messort gegebenes Störgeräuschkpektrum. Durchschnittliche Ruhehörschwelle des menschlichen Gehörs.	57
6.3	Bildung mehrerer Maxima im Bereich der harmonischen Teiltöne durch Überlagerung der einzelnen Pfeifenspektren während der Mittelung. Abgebildetes Beispielspektrum: Serie 1, Ausgedünnte Pfeifen, Labium, 10. Teilton.	59
6.4	Analysestruktur zur Überprüfung der Stationarität (Standardabweichung) der Grundfrequenz und des Pegels der harmonischen Teiltöne bei wiederholtem Anblasen der gleichen Pfeife.	60
6.5	Standardabweichung des Pegels der harmonischen Teiltöne der vier Pfeifentypen bei wiederholtem Anblasen.	61
6.6	Standardabweichung der Grundfrequenz der vier Pfeifentypen bei wiederholtem Anblasen.	62

6.7	Vergleich nominell baugleicher Pfeifen: Standardabweichung der harmonischen Teiltonpegel der zehn nominell baugleichen Pfeifen der vier untersuchten Pfeifentypen.	64
6.8	Vergleich nominell baugleicher Pfeifen: Standardabweichung des Pegels der Rauschkomponenten der zehn nominell baugleichen Pfeifen der vier untersuchten Pfeifentypen. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.	64
6.9	Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz der mittleren Schalldruckpegel der harmonischen Teiltöne zum gemeinsamen Mittelwert.	65
6.10	Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz der vier Mittelungsspektren zum gemeinsamen Mittelwert. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.	67
6.11	Vergleich der vier Testpfeifentypen: Differenz zwischen dem Mittelungsspektrum der ausgedünnten und parallelwandigen Pfeifen aus Serie 1, zum gemeinsamen Mittelwert der vier untersuchten Pfeifentypen. Betrachtet wird der Frequenzbereich der Querresonanzen des Rohresonators, zwischen 4,5 und 10 kHz. Für eine bessere Lesbarkeit ist der Bereich der harmonischen Teiltöne ausgelassen.	67
6.12	Vergleich der vier Testpfeifentypen: Mittlere Grundfrequenz und deren Standardabweichung für alle vier untersuchten Pfeifentypen. . . .	68
7.1	Direkte Messung der Oberflächenschwingungen des Pfeifenkörpers mittels piezoelektrischem Sensor: Positionierung und leichte mechanische Vorspannung des piezoelektrischen Sensors.	73
7.2	Typisches Messsignalspektrum der Oberflächenschwingungen des Pfeifenkörpers mittels piezoelektrischem Sensor. Gemessen 29,5 cm unterhalb der Pfeifenmündung.	74
7.3	Spektrum des emittierten Schalls mit und ohne an die Pfeife angebrachten Sensor.	75
7.4	Messergebnisse zur Verifizierung der Nachweisbarkeit elliptischer Querschnittsschwingungen mit der neuen Messtechnologie. Sensorposition bei beiden Messungen: Pfeifenmitte.	76
7.5	Messung der Umfangsänderung dreier Orgelpfeifen für den ersten und zweiten harmonischen Teilton, sowie der bei dieser Frequenz gemessene Druckverlauf innerhalb der Pfeife (—○—).	77
7.6	Mittelwert des Sensorsignals der Dynamischen Umfangsänderung des Rohrresonators, des „Atmens“, aller vier Pfeifentypen.	79
8.1	Messaufbau zur Untersuchung der Synchronisation zweier Orgelpfeifen.	87

- 8.2 Synchronisation des Grundfrequenz zweier Orgelpfeifen. Dargestellt ist die Verstimmung $\Delta\nu$ im gekoppelten Zustand über dem ungekoppelten Frequenzunterschied Δf . Im Synchronisationsbereich ist ein klares und bemerkenswert stabiles Plateau zu beobachten. Eine Quadratwurzelfunktion ist im Bereich außerhalb des Synchronisationsplateaus angepasst worden ($-\circ-$). Dies entspricht der theoretisch vorhergesagten Sattel-Knoten-Bifurkation im synchronisierten Zustand. Die Übereinstimmung von Theorie und Praxis ist sehr gut. 88
- 8.3 Effekte der Synchronisation auf Frequenz und Schalldruckpegel des Grundtons zweier Orgelpfeifen. Die beiden unteren Graphen zeigen die absolute Frequenz ν beider nebeneinander positionierter, gekoppelter Pfeifen dargestellt über deren ungekoppelter Verstimmung Δf . Der Synchronisationsbereich ist in dieser Darstellungsform kein Plateau und eine Abnahme der Frequenz ν mit zunehmender Verstimmung Δf ist erkennbar. Die absolute Frequenz ν ist dargestellt, um zu zeigen, dass sich die nicht manuell verstimmte Pfeife ($-\bullet-$) im Bereich der Synchronisation trotzdem in ihrer Frequenz ändert. Die beiden oberen Graphen zeigen den vom Mikrophon 10 cm vorm Labium erfassten Schalldruckpegel, ebenfalls abhängig von der Verstimmung Δf . Eine starke Abnahme des Schalldruckpegels bei $\Delta f = 0$ deutet auf die gegenphasige Oszillation der Luftblätter der beiden Pfeifen hin. Die theoretisch ermittelte Kurve ($-\oplus-$) stimmt, ausgehend von $\phi_0 = \pi$, damit sehr gut überein. 89
- 8.4 Spektrum des Grundtons zweier Orgelpfeifen im Bereich der Synchronisation. Ein scharfer Übergang vom Bereich der Schwebung mit immer enger stehenden Seitenbändern hin zum Synchronisationsbereich mit nur noch einem Frequenzwert der Schallabstrahlung ist erkennbar. Die entsprechenden Schalldruckpegelwerte sind auf der rechten Seite angegeben. 89
- 8.5 Effekte der Synchronisation auf Frequenz und Schalldruckpegel des zweiten Teiltens zweier Orgelpfeifen. Die Phase ist verdoppelt und Auslöschung tritt an den Rändern des Synchronisationsbereiches auf, erkennbar in Form einer Abnahme des Schalldruckpegels. Der theoretisch ermittelte Pegelverlauf ($-\oplus-$) zeigt leichte Abweichungen von den Messwerten. 90
- 8.6 Skizze der Strömung am Labium zweier gekoppelter Pfeifen. Seitliche Ansicht, die Strömungen sind dadurch hintereinander angeordnet. Die Strömung der einen Pfeife ist mit durchgehender Linie skizziert, die andere gestrichelt. Bei einer Verstimmung von $\Delta f = 0$ wird gegenphasige Oszillation vermutet (links). Im Grundbereich der Synchronisation ist die Phase um $\pi/2$ verschoben (rechts). Die Skizzen orientieren sich an den Messungen von Fabre u. a. (1996), S. 872f. 92

8.7	Schallspektrum der gekoppelten Pfeifen bei verschiedenen Abständen. Die Pfeifen entkoppeln mit zunehmendem Abstand. Bei geringem Abstand ist ein schmalbandiges spektrales Maximum zu beobachten. Für größere Abstände wird dieses Maximum breiter. Bei sehr großem Abstand tritt wieder ein Spektrum mit Seitenbändern, einer Schwebung entsprechend, ein. Für eine bessere Unterscheidbarkeit wurden die Graphen auf der y-Achse verschoben.	93
C.1	Koordinatensystem des Kugelwellenfeldes.	110
C.2	Koordinatensystem des Zylinderwellenfeldes.	111
D.1	Leistungsbilanz an einer Trennfläche. Einfallende Schalleistung P_e ; Reflektierte Schalleistung P_r ; Transmittierte Schalleistung P_t ; Dissipierte Schalleistung P_δ	114
E.1	Stehende Welle vor einer schallharten Wand mit dem Verlauf des Schalldrucks p und der Schallschnelle v	120
G.1	Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des stationären Klanges von ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares. Die Höhe eines jeden Balkens zeigt die Summe der Wahl des entsprechenden Klangeindruckes durch die Hörtestteilnehmer.	125
G.2	Statistische Zusammenfassung der psychoakustischen Beurteilung des klanglichen Einschwingens der ausgedünnten (konischen) und parallelwandigen Testpfeifen aus Serie 1. Zuordnung in fünf Abstufungen zwischen den zwei Extrema eines Adjektivpaares. Die Höhe eines jeden Balkens zeigt die Summe der Wahl des entsprechenden Klangeindruckes durch die Hörtestteilnehmer.	126
H.1	Kalibrationsmesskurve der eingesetzten Mikrofonkapseln des Typ B&K 4191, Seriennummer 2114110 und 2114113.	129

Tabellenverzeichnis

3.1	Einordnung der untersuchten vier Labialpfeifentypen mit ihren je zehn Vertretern nach Material und Geometrie. Zusätzlich ist auch das im weiteren verwendete Symbol jedes Pfeifentyps abgebildet.	28
3.2	Geometrie der untersuchten vier Labialpfeifentypen.	29
4.1	Adjektivpaare zu Beschreibung des stationären und dynamischen Klangs, denen die Wahrnehmung der Testpfeifen aus Serie 1 im Hörtest in fünf Abstufungen zugeordnet wird.	32
5.1	Schallabsorptionsgrad α illbruck pyramide 100/50, nach DIN 20354, Herstellerangabe.	40
5.2	Theoretisch nach Eyring bestimmte Abklingzeit T innerhalb der schallreflexionsarmen Messbox. Berechnet auf Basis des Schallabsorptionsgrad α aus Tab.5.1.	41
5.3	Abnahme des oktavgemittelten Schalldrucks bei Verdopplung der Entfernung von der Schallquelle.	41
6.1	Aus der Grundfrequenz f_G der Luftschallmessungen bestimmte akustisch wirksame Luftsäulenlänge l_{ac} der vier Pfeifentypen (Mittelwerte). Vergleich der akustisch gegebenen Luftsäulenlängendifferenz Δl_{ac} zwischen ausgedünnten und parallelen Pfeifen mit dem theoretisch berechneten, durch die unterschiedliche Mündungsgeometrie verursachten Differenzwert.	69
H.1	Technische Daten: illtec Melaminharzschaum.	127
H.2	Schalldämmmaß R einer Tischlerplatte der Stärke $t = 22$ mm, flächenbezogene Masse: $m'' \approx 11$ kg/m ²	127
H.3	Technische Daten der Soundkarte Marian Marc 4 Midi, Herstellerangaben.	128
H.4	Leistungsmerkmale der für Messung und Analyse eingesetzten Computer.	128

Literaturverzeichnis

[Adachi 1999]

ADACHI, Seiji: Modeling of air-jet driven instruments: an unstable jet driven by pressure gradient. In: *Joint Meeting: 137th Meeting Acoust. Soc. Amer., 2nd Europ. Acoust. Conv., 25. DAGA, 1999* (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Adler 1946]

ADLER, R.: A study of locking phenomena in oscillators. In: *Proc. IRE* 34 (1946), S. 351–357 (Zitiert im Abschnitt 8.1.2.)

[Ahrend 1993]

AHREND, J.: Die Restaurierung der Arp-Schnitger-Orgel von St. Jacobi in Hamburg. In: *Österreichisches Orgelforum* (1993), S. 465–477 (Zitiert im Abschnitt 1.1.)

[Alexander Schuke Potsdam Orgelbau GmbH]

<http://www.schuke.com> (Zitiert in den Abschnitten 3.4.2 und 8.2.1.)

[Amir u. a. 1993]

AMIR, N. ; ROSENHOUSE, G. ; SHIMONY, U.: Input impedance of musical horns and the horn function. In: *Appl. Ac.* 38 (1993), S. 15–35 (Zitiert im Abschnitt 3.1.3.)

[Angster u. a. 1991]

ANGSTER, J. ; BORK, I. ; MIKLÓS, A.: The investigations of the vibrations of an open cylindrical organ flue pipe. In: *9th FASE Symposium and 10th Hungarian Conference on Acoustics* (1991), S. 143–150 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 1.2, 3.2.1, 3.4, 7 und 7.2.2.)

[Angster u. Pitsch 2003]

ANGSTER, J ; PITSCH, S.: Lineare und nichtlineare Wandungsschwingungen offener zylindrischer Orgelpfeifen. In: *Tagungsband DAGA, Aachen* (2003), S. 512–513 (Zitiert in den Abschnitten 3.2.1, 7 und 7.2.2.)

[Angster u. a. 1993]

ANGSTER, Judith ; ANGSTER, József ; MIKLÓS, A.: Coupling between simultaneously sounded organ pipes. In: *AES Preprint 94th Convention, Berlin* (1993), March (Zitiert in den Abschnitten 8 und 8.1.2.)

- [Angster u. Miklós 1992]
 ANGSTER, Judith ; MIKLÓS, A.: End-Correction of open flue organ pipes. In: *Tagungsband DAGA*, Deutsche Gesellschaft für Akustik, DEGA e.V., 1992, S. 257–260 (Zitiert im Abschnitt 2.1.2.)
- [Angster u. Miklós 1998]
 ANGSTER, Judith ; MIKLÓS, A.: Sound radiation of open labial organ pipes. In: *Proc. ISMA, ASA, Catgut Soc. America* (1998), S. 276–272 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.3 und C.2.)
- [Angster u. a. 1997]
 ANGSTER, Judith ; MIKLÓS, A. ; PAAL, G. ; GAREN, W.: Effect of voicing steps on the stationary spectrum and attack transient of a flue organ pipe. In: *Proc. Int. Symp. Mus. Ac. (ISMA), Edinburgh* (1997), Nr. 2, S. 285–294 (Zitiert im Abschnitt 2.)
- [Aronson u. a. 1990]
 ARONSON, D. G. ; ERMENTROUT, G. B. ; KOPPEL, N.: Amplitude response of coupled oscillators. In: *Physica D* 41 (1990), S. 403–449 (Zitiert im Abschnitt 8.2.2.)
- [Aug. Laukhuff GmbH 2005]
 AUG. LAUKHUFF GMBH: Katalog. (2005). <http://www.laukhuff.de/deutsch/katad.html> (Zitiert im Abschnitt 5.2.1.)
- [Backus u. Hundley 1966]
 BACKUS, J. ; HUNDLEY, T.C.: Wall vibrations in flue organ pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 39 (1966), Nr. 5, S. 936–945 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 3.2, 7, 7.2.4 und 7.2.4.)
- [Bekhta u. a. 2002]
 BEKHTA, P. ; NIEMZ, P. ; KUCERA, L.J.: Untersuchungen einiger Einflussfaktoren auf die Schallausbreitung in Holzwerkstoffen. In: *Holz als Roh- und Werkstoff* 60 (2002), S. 41–45 (Zitiert in den Abschnitten 5.1.1 und 5.1.5.)
- [Benade 1968]
 BENADE, A.H.: On the propagation of sound waves in cylindrical conduit. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 44 (1968), Nr. 2, S. 616–623 (Zitiert im Abschnitt 3.1.2.)
- [Bergweiler 2003]
 BERGWEILER, S.: Klangliche Unterschiede zwischen nominell baugleichen Labialorgelpfeifen aus parallelwandigen oder ausgedünnten Metallplatten. In: *Tagungsband DAGA, Aachen*, Deutsche Gesellschaft für Akustik, DEGA e.V., 2003, S. 530–531 (Zitiert im Abschnitt 7.1.2.)
- [Bogoliubov u. Mitropolsky 1961]
 BOGOLIUBOV, N. N. ; MITROPOLSKY, V. A.: *Asymptotic methods in the theory of non-linear oscillations*. New York: International Monographs on Advanced Mathematics and Physics, Gordon and Breach Science Publishers, 1961. – Translation from russian original (1955) (Zitiert im Abschnitt 8.2.1.)

[Bohn 1988]

BOHN, D.A.: Environmental effects on the speed of sound. In: *J. Audio Eng. Soc.* 36 (1988), April, Nr. 4 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Boner u. Newman 1940]

BONER, C.P. ; NEWMAN, R.B.: The effect of wall materials on the steady-state acoustic spectrum of flue pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 12 (1940), S. 83–89 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 2.2.2 und 7.)

[Bortz u. Döring 2002]

BORTZ, J. ; DÖRING, N.: *Forschungsmethoden und Evaluation: für Human- und Sozialwissenschaftler*. 3., überarb. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer, 2002 (Zitiert im Abschnitt 4.1.1.)

[Briscoe u. Pinnington 1996]

BRISCOE, A. R. ; PINNINGTON, R.J.: Axisymmetric vibrational power measurement in empty and fluid filled pipes. In: *J. Sound Vib.* 192 (1996), S. 771–791 (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Bronstein u. a. 2000]

BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 2000 (Zitiert in den Abschnitten 3.2.1 und 3.3.1.)

[Caddy u. Pollard 1957]

CADDY, R.S. ; POLLARD, H.F.: Transient sounds in organ pipes. In: *Acustica* 7 (1957), S. 277–280 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Causeé u. a. 1984]

CAUSEÉ, R. ; KERGOMARD, J. ; LURTON, X.: Input impedance of brass musical instruments - Comparison between experiment and numerical solutions. In: *The J. Acoust. Soc. Am.* 75 (1984), January, Nr. 1, S. 241–254 (Zitiert im Abschnitt 3.1.3.)

[Coltman 1968]

COLTMAN, J. W.: Sounding Mechanism of the Flute and Organ Pipe. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 44 (1968), Nr. 4, S. 983–992 (Zitiert in den Abschnitten 2 und 8.)

[Coltman 1969]

COLTMAN, J. W.: Sound Radiation from the Mouth of an Organ Pipe. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 46 (1969), Nr. 2, S. 477 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.3 und C.2.)

[Coltman 1992]

COLTMAN, J. W.: Jet behavior in the flute. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 92 (1992), July, Nr. 1, S. 74–83 (Zitiert im Abschnitt 8.)

[Coltman 1976]

COLTMAN, J.W.: Jet drive mechanisms in edge tones and organ pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 60 (1976), September, Nr. 3, S. 725–733 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.1, 8 und 8.1.1.)

[Cremer u. Ising 1967]

CREMER, L. ; ISING, H.: Die selbsterregten Schwingungen von Pfeifen. In: *Acustica* 19 (1967), S. 143–153 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.1 und 8.)

[Dalmont u. a. 2001]

DALMONT, J.-P. ; NEDERVEEN, C.J. ; JOLY, N.: Radiation impedance of tubes with different flanges: numerical and experimental investigation. In: *Journal of Sound and Vibration* 244 (2001), Nr. 3, S. 5005–534 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.2 und 6.4.3.)

[Dequand u. a. 2003]

DEQUAND, S. ; WILLEMS, J. F. H. ; LEROUX, M. ; VULLINGS, R. ; VAN WEERT, M. ; THIEULOT, C. ; HIRSCHBERG, A.: Simplified models of flue instruments: Influence of mouth geometry on the sound source. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 113 (2003), March, Nr. 3, S. 1724–1735 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[DIN EN ISO 140-1 2005]

DIN EN ISO 140-1: Ausgabe: 2005-03 Akustik - Messung der Schalldämmung in Gebäuden und von Bauteilen - Teil 1: Anforderungen an Prüfstände mit unterdrückter Flankenübertragung (ISO 140-1:1997 + AM 1:2004); Deutsche Fassung EN ISO 140-1:1997 + A1:2004;. (2005), März (Zitiert in den Abschnitten 5.1.1 und 5.1.5.)

[DIN EN ISO 140-3 2005]

DIN EN ISO 140-3: Ausgabe: 2005-03 Akustik - Messung der Schalldämmung in Gebäuden und von Bauteilen - Teil 3: Messung der Luftschalldämmung von Bauteilen in Prüfständen (ISO 140-3:1995 + AM 1:2004); Deutsche Fassung EN 20140-3:1995 + A1:2004. (2005), März (Zitiert in den Abschnitten 5.1.1 und 5.1.5.)

[DIN EN ISO 354 2003]

DIN EN ISO 354: DIN EN ISO 354, Ausgabe:2003-12, Akustik - Messung der Schallabsorption in Hallräumen (ISO 354:2003);. (2003), Dezember (Zitiert in den Abschnitten 5.1.2 und E.2.)

[DIN EN ISO 3745 2004]

DIN EN ISO 3745: Ausgabe: 2004-05 Akustik - Bestimmung der Schalleistungspegel von Geräuschquellen aus Schalldruckmessungen - Verfahren der Genauigkeitsklasse 1 für reflexionsarme Räume und Halbräume (ISO 3745:2003); Deutsche Fassung EN ISO 3745:2003. (2004), Mai (Zitiert im Abschnitt 5.1.3.)

[Dudley u. Strong 1990]

DUDLEY, J.D. ; STRONG, W.J.: A computer study of the effects of harmonicity in a brass instrument: impedance curve, impulse response and mouthpiece

pressure with a periodic input. In: *Appl. Ac.* 30 (1990), S. 117–132 (Zitiert im Abschnitt 3.1.3.)

[Elder 1978]

ELDER, S.A.: Edgeton versus Pipetone. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 64 (1978), December, Nr. 6, S. 1721–1723 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[Enzyklopädie Mathematik 1979]

ENZYKLOPÄDIE MATHEMATIK: *Kleine Enzyklopädie / Mathematik*. Leipzig: Bibliographisches Institut, 1979 (Zitiert im Abschnitt 3.2.1.)

[Fabre u. Hirschberg 2000]

FABRE, B. ; HIRSCHBERG, A.: Physical Modeling of Flue Instruments: A Review of Lumped Models. In: *Acustica - Acta Acustica* 86 (2000), S. 599–610 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.1, 8 und 8.1.1.)

[Fabre u. a. 1996]

FABRE, B. ; HIRSCHBERG, A. ; WIJNANDS, A. P. J.: Vortex Shedding in Steady Oscillation of a Flue Organ Pipe. In: *Acustica - Acta Acustica* 82 (1996), S. 863–877 (Zitiert in den Abschnitten 8, 8.1.1, 8.2.2, 8.6 und H.5.)

[Fasold u. Veres 2003]

FASOLD, W. ; VERES, E.: *Schallschutz und Raumakustik in der Praxis*. Bd. 2. Berlin: Verlag Bauwesen, 2003 (Zitiert im Abschnitt 5.1.3.)

[Fechner 1964a]

FECHNER, G. T.: *Elemente der Psychophysik*. Bd. 1. Nachdr. d. Ausg. Leipzig 1860. Amsterdam: Bonset, 1964 (Zitiert im Abschnitt 4.1.1.)

[Fechner 1964b]

FECHNER, G. T.: *Elemente der Psychophysik*. Bd. 2. Nachdr. d. Ausg. Leipzig 1860. Amsterdam: Bonset, 1964 (Zitiert im Abschnitt 4.1.1.)

[Fletcher u. Rossing 1998]

FLETCHER, N. ; ROSSING, T.: *The Physics of Musical Instruments*. New York: Springer, 1998 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 2, 3.1.2, 6.1.4 und 8.)

[Fletcher 1976a]

FLETCHER, N. H.: Sound production by organ flue pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 60 (1976), October, Nr. 4, S. 926–936 (Zitiert im Abschnitt 2.)

[Fletcher 1976b]

FLETCHER, N. H.: Transients in the Speech of Organ Flue Pipes - A Theoretical Study. In: *Acustica* 34 (1976), S. 224–233 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Fletcher 1993]

FLETCHER, N.H.: Autonomous vibration of simple pressure-controlled valves in gas flows. In: *J. Acoust. Soc. Am* 93 (1993), S. 2172–2180 (Zitiert im Abschnitt 8.)

[Fletcher u. Douglas 1980]

FLETCHER, N.H. ; DOUGLAS, L. M.: Harmonic generation in organ pipes, recorders and flutes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 68 (1980), September, Nr. 3, S. 767–771 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Fletcher u. Thwaites 1983]

FLETCHER, N.H. ; THWAITES, S.: The Physics of Organ Pipes. In: *Scientific American* 248 (1983), January, Nr. 1, S. 94–103 (Zitiert in den Abschnitten 1.1 und 2.)

[Franz u. a. 1969]

FRANZ, G. ; ISING, H. ; MEINUSCH, P.: Schallabstrahlung von Orgelpfeifen. In: *Acustica* 22 (1969), S. 226–231 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.3 und C.)

[Fuller u. a. 1996]

FULLER, C.R. ; ELLIOT, S.J. ; NELSON, P.A.: *Active control of vibration*. London, 1996 (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Gautier u. Tahani 1998a]

GAUTIER, F. ; TAHANI, N.: Vibroacoustics of cylindrical pipes: Internal modal coupling. In: *J. Sound Vib.* 215 (1998), Nr. 5, S. 1165–1179 (Zitiert im Abschnitt 3.2.)

[Gautier u. Tahani 1998b]

GAUTIER, F. ; TAHANI, N.: Vibroacoustic behaviour of a simplified musical wind instrument. In: *J. Sound Vib.* 213 (1998), Nr. 1, S. 107–125 (Zitiert im Abschnitt 7.)

[Gerhard-Multhaupt u. a. 1999]

GERHARD-MULTHAUPT, R. ; GROSS, B. ; SESSLER, G. M.: *Electrets, 3rd Edition, Vol. 2*. Morgan Hill, California: Laplacian Press, 1999 (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Glatter-Götz 1935]

GLATTER-GÖTZ, E.v.: Der Einfluß des Wandmaterials von Orgelpfeifen auf Klangfarbe und Lautstärke. In: *Zeitschrift für Instrumentenbau* 55 (1935), S. 96–99 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 3.2 und 7.)

[Görne u. a. 2001a]

GÖRNE, T. ; BERGWEILER, S. ; ZSCHERPEL, D. ; ZIERENBERG, M. ; GERHARD-MULTHAUPT, R.: Hörversuch zu Wandgeometrie und Klang von Prinzipalpfeifen. In: *Tagung des DEGA-Fachausschusses Musikalische Akustik, Zwota* (2001) (Zitiert im Abschnitt 4.)

[Görne u. a. 2001b]

GÖRNE, T. ; ZSCHERPEL, D. ; BASTUBBE, R.: Verfahren im rekonstruierenden und restaurativen Orgelbau. In: *Abschlussbericht zum Projekt: Verfahren im rekonstruierenden und restaurativen Orgelbau* (2001) (Zitiert in den Abschnitten 3.4.2 und 5.2.1.)

- [Görne u. a. 2001c]
 GÖRNE, T. ; ZSCHERPEL, D. ; ZIERENBERG, M. ; BERGWELER, S. ; GERHARD-MULTHAUPT, R.: Wandgeometrie und Klang von Prinzipalpfeifen. In: *Tagung des DEGA-Fachausschusses Musikalische Akustik, Zwota* (2001) (Zitiert im Abschnitt 4.)
- [Heckl 1958]
 HECKL, M.: Experimentelle Untersuchungen zur Schalldämmung von Zylindern. In: *Acustica* 8 (1958), S. 259–265 (Zitiert im Abschnitt 3.3.1.)
- [Heckl u. Ramamurti 1979]
 HECKL, M. ; RAMAMURTI, V.: Schalldämmung von Rohren mit elliptischem Querschnitt. In: *Acta Acustica* 43 (1979), S. 313–318 (Zitiert in den Abschnitten 3.2 und 6.3.1.)
- [Hellbrück 1993]
 HELLBRÜCK, J.: *Hören – Physiologie, Psychologie und Pathologie*. Göttingen: Hogrefe, Verlag für Psychologie, 1993 (Zitiert in den Abschnitten 4, 4.1.1 und 6.1.3.)
- [Helmholtz 1981]
 HELMHOLTZ, H.v.: *Die Lehre von der Tonempfindung als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik*. Unveränd. Nachdr. d. Ausg. Braunschweig 1863. Frankfurt am Main: Minerva Verlag GmbH, 1981 (Zitiert in den Abschnitten 3, 3.4.1 und 6.1.4.)
- [Hirschberg u. a. 1990]
 HIRSCHBERG, A. ; LAAR, R.W.A. van d. ; MARROU-MOURIE‘ERES, J.P. ; WIJNANDS, A.P.J. ; DANE, H.J. ; KRUIJSWIJK, S.G. ; HOUTSMA, A.J.M.: A Quasi-stationary Model of Air Flow in the Reed Channel of Single-reed Woodwind Instruments. In: *Acustica* 70 (1990), S. 146–154 (Zitiert im Abschnitt 8.)
- [Howe 1975]
 HOWE, M. S.: Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and theory of the flute. In: *J. Fluid Mech.* 71 (1975), S. 625–673 (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)
- [Howe 1998]
 HOWE, M. S.: *Acoustics of fluid-structure interactions*. United Kingdom: Cambridge University Press, 1998 (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)
- [Howe 2003]
 HOWE, M. S.: *Theory of vortex sound*. United Kingdom: Cambridge University Press, 2003 (Cambridge texts in applied mathematics) (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)
- [Ising 1969]
 ISING, H.: *Über die Klangerzeugung in Orgelpfeifen*, Technische Universität Berlin, Diss., 1969 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[Ising 1970]

ISING, H.: Wirkungsweise und Optimalpunkt von Orgelpfeifen. In: *Instrumentenbau-Zeitschrift* 2 (1970), S. 164–168 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[Jakob 1998]

JAKOB, F.: *Die Orgel und das Metall (Neujahrsblatt)*. Männedorf, Schweiz: Verlag der Th. Kuhn Orgelbau AG, 1998 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 2.2.2, 3 und 3.4.1.)

[Kuhn u. Morfey 1976]

KUHN, G.F. ; MORFEY, C.L.: Transmission of low-frequency internal sound through pipe walls. In: *J. Sound Vib.* 47 (1976), Nr. 2, S. 147–161 (Zitiert im Abschnitt 3.3.1.)

[Leicht 2002]

LEICHT, R.: Mitteltönige Verstörung. In: *Die Zeit* 15 (2002) (Zitiert im Abschnitt 1.1.)

[Lele 1997]

LELE, S.: Computational aeroacoustics, a review. In: *AIAA Pap.* 97 (1997), S. 18 (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)

[Leuthold 1996]

LEUTHOLD, A.: Zur Rekonstruktion der ursprünglichen Orgelmensur. In: *L'Organo, 1996* (1996), S. 7–36 (Zitiert in den Abschnitten 1.1 und 2.1.2.)

[Levine u. Schwinger 1948]

LEVINE, H. ; SCHWINGER, J.: On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe. In: *Phys. Rev.* 73 (1948), February, Nr. 4, S. 383–406 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.3 und C.)

[Lottermoser 1937]

LOTTERMOSER, W.: Der Einfluss des Materials von Orgel-Metallpfeifen auf ihre Tongebung. In: *Akustische Zeitschrift* 2 (1937), May, S. 129–134 (Zitiert im Abschnitt 1.1.)

[Lottermoser 1983a]

LOTTERMOSER, W.: *Orgeln, Kirchen und Akustik I. Die akustischen Grundlagen der Orgel*. Frankfurt am Main: Verlag Erwin Bochinsky/Das Musikinstrument, 1983 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 2 und 6.1.4.)

[Lottermoser 1983b]

LOTTERMOSER, W.: *Orgeln, Kirchen und Akustik II. Orgelakustik in Einzeldarstellung*. Frankfurt am Main: Verlag Erwin Bochinsky/Das Musikinstrument, 1983 (Zitiert in den Abschnitten 1.1 und 2.)

[Lottermoser u. Meyer 1964]

LOTTERMOSER, W. ; MEYER, J.: Die Verwendung von Kunststoffen bei Orgelpfeifen. In: *Instrumentenbau Zeitschrift* 18 (1964), S. 195–199 (Zitiert in den Abschnitten 1.1 und 3.)

[Mercer 1951]

MERCER, D. M. A.: The Voicing of Organ Flue Pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 23 (1951), Nr. 1, S. 45–54 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[Meyer 1961]

MEYER, J.: Über die Resonanzeigenschaften offener Labialpfeifen. In: *Acustica* 11 (1961), S. 385–396 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2.)

[Miklós u. Angster 2000]

MIKLÓS, A. ; ANGSTER, J.: Properties of the Sound of Flue Organ Pipes. In: *Acta Acustica* 86 (2000), Nr. 4, S. 611–622 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 2 und 2.1.2.)

[Miller 1909]

MILLER, D.C.: The influence of the material of wind-instruments on the tone quality. In: *Science* 29 (1909), S. 151–171 (Zitiert in den Abschnitten 2.2.2, 3 und 3.2.)

[Möser 2004]

MÖSER, M.: *Technische Akustik*. Bd. 6. Springer, Berlin, 2004 (Zitiert im Abschnitt C.)

[Müller u. Möser 2004]

MÜLLER, G. ; MÖSER, M.: *Taschenbuch der Technischen Akustik*. Bd. 3. Springer, Berlin, 2004 (Zitiert in den Abschnitten 3.1.2, 3.3.1, 5.1.1, A und C.)

[Nalwa 1995]

NALWA, H.S.: *Ferroelectric Polymers*. New York: Marcel Dekker, 1995 (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Nederveen u. Dalmont 1999]

NEDERVEEN, C.J. ; DALMONT, J.-P.: *Experimental investigations of wall influences on woodwind instrument sound*. Joint Meeting of the Ac. Society of Am., the Europ. Acoustics As. and the German Acoustics Society, 1999 (Zitiert im Abschnitt 3.2.)

[Nederveen u. Dalmont 2004]

NEDERVEEN, C.J. ; DALMONT, J.-P.: Pitch and level changes in organ pipes due to wall resonances. In: *J. Sound Vib.* 271 (2004), S. 227–239 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 3, 3.2, 3.2.1 und 3.4.)

[Nolle 1979]

NOLLE, A.W.: Some voicing adjustments of flue organ pipes. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 66 (1979), December, Nr. 6, S. 1612–1626 (Zitiert im Abschnitt 2.2.1.)

[Nolle 1983a]

NOLLE, A.W.: Edgetone spectra. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 74 (1983), S. S29 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Nolle 1983b]

NOLLE, A.W.: Flue organ pipes: Adjustments affecting steady waveform. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 73 (1983), May, Nr. 5, S. 1821–1832 (Zitiert in den Abschnitten 2.2.1 und 8.)

[Nolle u. Finch 1992]

NOLLE, A.W. ; FINCH, T.L.: Starting transients of flue organ pipes in relation to pressure rise time. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 91 (1992), April, Nr. 4, S. 2190–2202 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Oppenheim u. a. 1997]

OPPENHEIM, A. V. ; S., Willsky A. ; NAWAB, S. H.: *Signals and systems, 2nd Edition*. Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall, 1997 (Zitiert im Abschnitt 6.1.2.)

[Ott u. a. 1994]

OTT, E. ; SAUER, T. ; YORKE, J. A.: *Coping with chaos*. New York: Wiley, 1994 (Series in Nonlinear Science) (Zitiert im Abschnitt 8.2.1.)

[Paál u. a. 1997a]

PAÁL, G. ; ANGSTER, Judith ; GAREN, W. ; MIKLÓS, A.: Sound and Flow in the Mouth of Flue Organs Pipes, Part 1: Fully developed State. In: *Proc. Int. Symp. Mus. Ac. (ISMA), Edinburgh* (1997), Nr. 5, S. 295–301 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Paál u. a. 1997b]

PAÁL, G. ; ANGSTER, Judith ; GAREN, W. ; MIKLÓS, A.: Sound and Flow in the Mouth of Flue Organs Pipes, Part 2: Transient State. In: *Proc. Int. Symp. Mus. Ac. (ISMA), Edinburgh* (1997), Nr. 5, S. 333–338 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Peake 1995]

PEAKE, N.: On the radiation properties of an asymmetric cylinder. In: *Wave Motion* (1995), Nr. 22, S. 371–385 (Zitiert im Abschnitt 3.2.2.)

[Piezotech S.A. 2005]

PIEZOTECH S.A.: (2005). <http://www.piezotech.fr/> (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Pikovsky u. a. 2001]

PIKOVSKY, A. ; ROSENBLUM, M. ; KURTHS, J.: *Synchronization—A Universal Concept in Nonlinear Science*. Berlin: Springer, 2001 (Zitiert in den Abschnitten 8, 8.1.2, 8.1.2, 8.2.1, 8.2.1 und 8.2.2.)

[Pinnington u. Briscoe 1994]

PINNINGTON, R.J. ; BRISCOE, A. R.: Externally applied sensor for axisymmetric waves in a fluid filled pipe. In: *J. Sound Vib.* 173 (1994), S. 503–516 (Zitiert im Abschnitt 7.1.1.)

[Pitsch u. a. 1997]

PITSCH, S. ; ANGSTER, Judith ; STRUNZ, M. ; MIKLÓS, A.: Spectral properties of the edge tone of a flue organ pipe. In: *Proc. Int. Symp. Mus. Ac. (ISMA)*, *Edinburgh* 19 (1997), Nr. 5, S. 339–344 (Zitiert in den Abschnitten 2.1.1 und 8.1.1.)

[Provansal u. a. 1987]

PROVANSAL, M. ; MATHIS, C. ; BOYER, L.: Bénard von Karman instability: transient and forced regimes. In: *J. Fluid Mech.* 182 (1987), S. 1 (Zitiert im Abschnitt 8.2.2.)

[Qaisi 1989]

QAISI, Mazen I.: Axisymmetrical acoustic vibrations of simply-supported cylindrical shells. In: *Appl. Ac.* 26 (1989), S. 33–43 (Zitiert im Abschnitt 3.3.1.)

[Rayleigh 1882]

RAYLEIGH, J. W. S.: On the Pitch of Organ-Pipes. In: *Phil. Mag.* XIII (1882), S. 340–347 (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)

[Rayleigh 1945]

RAYLEIGH, J. W. S.: *The Theory of Sound*. Bd. 2. Unabridged republication of the 2nd revised and enlarged edition of 1894. New York: Dover Publications, 1945 (Zitiert in den Abschnitten 8, 8.1.2 und A.)

[Reichert 1995]

REICHERT, Peter: *Orgelbau - Kunst und Technik*. Florian Noetzel Verlag, Wilhelmshaven, 1995 (Zitiert im Abschnitt 1.1.)

[Reichling 2001]

REICHLING, Alfred: *Orgel*. Kassel [u.a.]: Bärenreiter/Metzler, 2001 (Zitiert in den Abschnitten 2.2.2 und 5.2.1.)

[Reuter 1995]

REUTER, Christoph: *Der Einschwingvorgang nichtperkussiver Musikinstrumente: Auswertung physikalischer und psychoakustischer Messungen*. Frankfurt am Main: Europäischer Verlag der Wissenschaften, 1995 (Zitiert im Abschnitt 6.1.2.)

[Roederer 1993]

ROEDERER, Juan G.: *Physikalische und psychoakustische Grundlagen der Musik*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1993 (Zitiert im Abschnitt 4.)

[Runnemalm u. a. 1999]

RUNNEMALM, Anna ; ZIPSER, Lothar ; FRANKE, Heinz: Structural vibration modes of a blown open organ pipe. In: *Acta Acustica* 85 (1999), November, Nr. 6, S. 877–882 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 1.2, 3.2, 3.2.1, 7 und 7.2.2.)

- [Schmidt 1968]
 SCHMIDT, Helmut: *Schalltechnisches Taschenbuch*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1968
 (Zitiert im Abschnitt 5.1.5.)
- [Scilab Development Group 2004]
 SCILAB DEVELOPMENT GROUP: SCILAB 3.0. (2004). <http://www.scilab.org>
 (Zitiert im Abschnitt 6.1.1.)
- [Segoufin u. a. 2004]
 SEGOUFIN, C. ; FABRE, B. ; LACOMBE, L. de: Experimental investigation of the flue channel geometry influence on edge-tone oscillations. In: *Acta Acoustica united with Acustica* 90 (2004), S. 966–975 (Zitiert im Abschnitt 8.)
- [Segoufin u. a. 2000]
 SEGOUFIN, C. ; FABRE, B. ; VERGE, M. P. ; HIRSCHBERG, A. ; WIJNANDS, A.P.J.: Experimental Study of the Influence of the Mouth Geometry on Sound Production in a Recorder-like Instrument: Windway Length and Chamfers. In: *Acustica - Acta Acustica* 86 (2000), S. 649–661 (Zitiert im Abschnitt 2.)
- [Skudrzyk 1954]
 SKUDRZYK, E.: *Die Grundlagen der Akustik*. Bd. 1. Springer Verlag, Wien, 1954
 (Zitiert in den Abschnitten 3.1.2, 5.1.1, A und C.)
- [Stanzial u. a. 2001]
 STANZIAL, D. ; BONSI, D. ; GONZALES, D.: Nonlinear modelling of the Mitnahme-Effekt in coupled organ pipes. In: *Proc. Int. Symp. Mus. Ac. (ISMA), Perugia, Italy*, 2001, S. 333–337 (Zitiert in den Abschnitten 8, 8.1.2, 8.1.2, 8.2.1 und 8.2.2.)
- [Tam 1997]
 TAM, C.: Advances in numerical boundary conditions for computational aeroacoustics. In: *AIAA Pap. 97* (1997), S. 1774 (Zitiert im Abschnitt 8.1.1.)
- [Trendelenburg 1936]
 TRENDELENBURG, F.: Untersuchungen über Einschwingvorgänge an Orgelpfeifen. In: *Zeitschr. für Techn. Phys.* 16 (1936), Nr. 12, S. 578–580 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)
- [Verge u. a. 1994]
 VERGE, M. P. ; FABRE, B. ; MAHU, W. E. A. ; HIRSCHBERG, A. ; HASSEL, R.R. ; WIJNANDS, A.P.J. ; VRIES, J.J. ; HOGENDOORN, C.J.: Jet formation and jet velocity fluctuations in a flue organ pipe. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 95 (1994), February, Nr. 2, S. 1119–1132 (Zitiert im Abschnitt 8.)
- [Warlimont 2002]
 WARLIMONT, H.: *Materialuntersuchungen an historischen Orgelpfeifen*. Persönliche Kommunikation (unveröffentlicht), Arbeiten der DSL Dresden Material-Innovation GmbH, 2002 (Zitiert im Abschnitt 2.2.2.)

[Williamson 1996]

WILLIAMSON, C. H. K.: Vortex dynamics in the cylinder wake. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 28 (1996), S. 477–539 (Zitiert in den Abschnitten 8.1.1 und 8.2.2.)

[Wolf 1965a]

WOLF, Dietrich: Über die Eigenfrequenzen labialer Orgelpfeifen. In: *Zeitschr. f. Phys.* 183 (1965), S. 241–248 (Zitiert im Abschnitt 2.1.2.)

[Wolf 1965b]

WOLF, Dietrich: Über die Resonanzwellenlängen axialer Luftschwingungen in offenen Rohren. In: *Zeitschr. f. Phys.* 185 (1965), S. 221–231 (Zitiert im Abschnitt 2.1.2.)

[Yoshikawa 1996]

YOSHIKAWA, S.: Jet and vortex behaviour visualized during starting transient in organ pipes. In: *Acous. Soc. Am., 132nd Meeting* (1996) (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Zagyva u. a. 1993]

ZAGYVA, N. ; RÉVAY, Zs. ; ANGSTER, Judith ; ANGSTER, József: Messung der Impulsausbreitung in labialen Orgelpfeifen. In: *Tagungsband DAGA*, Deutsche Gesellschaft für Akustik, DEGA e.V., 1993, S. 49–52 (Zitiert im Abschnitt 2.1.1.)

[Zierenberg u. Zscherpel 2004]

ZIERENBERG, M. ; ZSCHERPEL, D.: *Synchronisation von Orgelpfeifen und deren Handhabung im Orgelbau*. Persönliche Kommunikation mit A. Schuke GmbH, 2004 (Zitiert im Abschnitt 8.)

[Zscherpel u. Zierenberg 2002]

ZSCHERPEL, D. ; ZIERENBERG, M.: *Über den Klangeinfluß von Material und Wandung der Orgel*. Persönliche Kommunikation mit A. Schuke GmbH, 2002 (Zitiert in den Abschnitten 1.1, 3.4.1 und 4.1.2.)

[Zwicker u. Fastl 1999]

ZWICKER, E. ; FASTL, H.: *Psychoacoustics - Facts and Models*. Bd. 2. Springer, 1999 (Zitiert in den Abschnitten 4, 4.1.1 und 6.1.3.)

Danksagungen

Mein Dank geht an Prof. Dr. Reimund Gerhard-Multhaupt der diese Arbeit ermöglichte. Dr. Michael Wegener, Dr. Markus Abel und Prof. Thomas Görne ist für Ihre dauerhafte und leitende Unterstützung zu danken, welche die Promotion zum Ziele führte.

Den Mitarbeitern der UP Transfer Gesellschaft für Wissens- und Technologietransfer mbH danke ich für allgegenwärtige und unkomplizierte Betreuung. Insbesondere geht dieser Dank an: Franka Kortüm, Daniela Zupke, Herbert Lüdeke und Dr. Andreas Bohlen.

Dr. Detlef Zscherpel ist stellvertretend für die Firma Alexander Schuke Potsdam Orgelbau GmbH für die Bereitstellung der Testpfeifen, fachliche Diskussionen von unschätzbarem Wert und Hilfe in allen Forschungslagen zu danken.

Ralf Krüger danke ich für die Unterstützung bei der Auswertung der Psychoakustischen Untersuchungen. André Bergner gebürt Dank für seine umfassende Mitarbeit bei den Körperschallexperimenten. Dank für fachliche Diskussionen mit dem gewissen Maß an kreativer Lockerheit gebürt Sebastian Zschernig gemeinsam mit Walter Röhrich. Im Falle bürokratischer Bedrängung stand mir Sandra Zeretzke hilfreich zur Seite. Auch dafür vielen Dank!

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern und meiner Freundin Antje Stern für grenzenlose Unterstützung und anspornende Worte, wann immer diese nötig waren.

Diese Arbeit wurde zum Teil gefördert vom Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit (InnoNet Projekt 16IN0001 und ProInno Projekt 0203902KBV0) und von der Europäischen Kommission (ERDF Projekte 80110705 und 80115572).

Publikationen

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden in den folgenden Zeitschriften veröffentlicht bzw. auf den angegebenen Konferenzen als Vortrag oder Poster präsentiert.

Präsentationen mit Tagungsbandbeitrag

Hörversuch zu Wandgeometrie und Klang von Prinzipalpfeifen

Görne, T.; Bergweiler, S.; Zscherpel, D.; Zierenberg, M.; Gerhard-Multhaupt, R.
Tagung des DEGA-Fachausschusses Musikalische Akustik, Zwota, 2001

Wandgeometrie und Klang von Prinzipalpfeifen

Görne, T.; Zscherpel, D.; Zierenberg, M.; Bergweiler, S.; Gerhard-Multhaupt, R.
Tagung des DEGA-Fachausschusses Musikalische Akustik, Zwota, 2001

Einflüsse der Wandgestaltung auf den Klang von Prinzipalorgelpfeifen

Bergweiler, S.; Görne, T.; Zscherpel, D.; Zierenberg, M.
Tagungsband DAGA Bochum, Fortschritte der Akustik, S. 398-399, 2002

Klang und Einschwingverhalten moderner und historischer Orgelpfeifen

Bergweiler, S.; Görne, T.; Zscherpel, D.; Zierenberg, M.
Tagungsband Tonmeistertagung Hannover, Verband Deutscher Tonmeister, 2002

Klangliche Unterschiede zwischen nominell baugleichen Labialorgelpfeifen aus parallelwandigen oder ausgedünnten Metallplatten

Bergweiler, S.
Tagungsband DAGA Aachen, Fortschritte der Akustik, S. 530-531, 2003

Breathing modes and sound radiation of metallic organ pipes

Bergweiler, S.; Bergner, A.; Görne, T.; Wegener, M.; Gerhard-Multhaupt, R.
Stockholm Music Acoustics Conference Vol. 1, p. 317-319, 2003

Breathing modes of woodwind bodies: Experimental detection with ring-shaped piezo-polymer sensors

Wegener, M.; Gerhard-Multhaupt, R.; Wirges, W.; Bergner, A.; Bergweiler, S.
Stockholm Music Acoustics Conference Vol. 2, p. 707-710, 2003

Monopole Breathing of the Organ Pipe Body

Bergweiler, S.; Bergner, A.; Wegener, M.
Joint Congress CFA/DAGA, Strasbourg, p. 95-96, 2004

Voided space-charge electrets - New piezoelectric transducer materials for electro-acoustic applications

Wegener, M.; Bergweiler, S.; Wirges, W.; Pucher, A.; Gerhard-Multhaupt, R.
Audio Engineering Society, 116th Convention Berlin, May 2004

Piezelektrische zelluläre Polypropylenfolien als Mehrschichtwandler: Übertragungsverhalten im hörbaren und Ultraschall-Frequenzbereich

S. Bergweiler, M. Wegener, und R. Gerhard-Multhaupt
Tagungsband DAGA München, Fortschritte der Akustik, 2005

Stacks of piezoelectric cellular polypropylene films: Characterisation of audio and ultrasound transducer properties

M. Wegener, S. Bergweiler, O. Voronina, W. Wirges, and R. Gerhard-Multhaupt
DPG-Frühjahrstagung 2005, Berlin, 4.-9. März 2005

Zeitschriften

Vibration of cylindrical tube resonators as detected with ring-shaped piezoelectric polymer sensors: Elliptical oscillations and monopole breathing of organ-pipe bodies

Wegener, M.; Bergweiler, S.; Zscherpel, D.; Wirges, W. and Gerhard-Multhaupt, R.
Acta Acustica united with Acustica, submitted (2004).

Piezoelectric two-layer stacks of cellular polypropylene ferroelectrets: Transducer response at audio and ultrasound frequencies

Wegener, M.; Bergweiler, S.; Wirges, W.; Pucher, A.; Tuncer, E.;
and Gerhard-Multhaupt, R.
IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control,
September 2005, Vol. 52, Number 9

Vibration of cylindrical tube resonators as detected with ring-shaped piezoelectric-polymer sensors: Elliptical oscillations and monopole breathing of organ-pipe bodies

M. Wegener, S. Bergweiler, D. Zscherpel, W. Wirges and R. Gerhard-Multhaupt
Acta Acustica united with Acustica, accepted

Synchronization of organ pipes by means of air flow coupling: experimental observations and modeling

M. Abel, S. Bergweiler and R. Gerhard-Multhaupt
Journal of the Acoustical Society of America, submitted

CURRICULUM VITAE

PERSÖNLICHE DATEN

Geburtstag 12. März 1975
Geburtsort Dresden
Familienstand ledig

SCHULBILDUNG

1981 - 1991 56. Polytechnische Oberschule Dresden
1991 - 1992 Exchange student, Wylie High School, Texas, USA
1992 - 1994 Pestalozzigymnasium Dresden (Leistungsfächer: Mathematik, Englisch), Abitur am 20.06.1994

WEHRERSATZDIENST

1994 - 1995 Zivildienst, Alten- und Pflegeheim Radeberg

STUDIUM

1995 - 1997 Grundstudium Elektrotechnik, TU Dresden
1997 - 2001 Hauptstudium Informationstechnik, TU Dresden
Diplomarbeitsthema: „Untersuchungen zur Eignung kostengünstiger PC-basierter Messsysteme für raumakustische Messungen“, Diplom am 24.01.2001

PRAKTIKA

1994 Lautsprecher Teufel GmbH, Berlin, 3 Wochen
1997 Neumann Müller Veranstaltungstechnik GmbH, Dresden, 3 Wochen
1999 Redaktion der Fachzeitschrift STEREO, Euskirchen, 13 Wochen
2000 High End Society Marketing GmbH im Rahmen der Präsentationsreihe „World of HiFi“ und der Messe „High End“, 30 Wochen

BERUFS-UND LEHRTÄTIGKEIT

2001 - 2003 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der UP Transfer GmbH, Potsdam
seit 2002 Dozentenstelle an der School of Audio Engineering, Berlin; Seminare zum Thema: „Funktionsprinzipien und fachgerechte Beurteilung von Lautsprechern“
seit 2003 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Universität Potsdam, Angewandte Physik kondensierter Materie; Forschungsprojekt: „Einfluss von Material und Ausführung labialer und lingualer Orgelpfeifen auf deren Klangbild“