

Dimensionierung und Simulation von Helmholtz-Resonatoren

Diplomarbeit

durchgeführt von

Markus Meister

Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation
der Technischen Universität Graz

Leiter: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gernot Kubin

Begutachter: Ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerhard Graber

Betreuer: Ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerhard Graber,
Dipl.-Ing. Dr.techn. Werner Weselak

Graz, im Oktober 2011

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mir bei der Erstellung der Diplomarbeit zur Seite standen.

Zuerst bedanke ich mich bei meinen Betreuern Ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerhard Graber und DI Dr. Werner Weselak für die fachliche und auch organisatorische Unterstützung.

Auch bedanken möchte ich mich bei all jenen, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben. Allen voran bei meinem Arbeitskollegen Dipl.-Ing. Daniel Wallner und meiner Mutter Ursula.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie: Meiner Frau, meinen beiden Töchtern und meinen Eltern, für das Verständnis, das sie mir in dieser nicht immer ganz leichten Zeit entgegengebracht haben und für die Unterstützung, die ich in Form von Motivation immer wieder bekommen habe. Danke Eva, Marie, Magdalena, Ursula und Franz.

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, 14. Oktober 2011

Kurzfassung

Bei der Schallausbreitung in Räumen mit parallelen Wänden kommt es auf Grund der Überlagerung von zur Wand hin- und rücklaufenden Schallwellen zu stehenden Schallwellen, auch Raummoden genannt. Diese sind vor allem im tiefen Frequenzbereich problematisch, da sie dort, im Gegensatz zum hohen Frequenzbereich, isoliert und daher besonders störend in Erscheinung treten. Die Bedämpfung der isolierten Raummoden geschieht häufig mit sogenannten Tiefenabsorbern, die auf die jeweiligen Modenfrequenzen abgestimmt sind.

Ziel dieser Arbeit ist es, Helmholtz-Resonatoren zur Bedämpfung der problematischen Raummoden im Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 500 Hz mit der Simulationssoftware WinFLAG zu dimensionieren. Es wird der Loch- mit dem Schlitzplatten-Resonator verglichen und wegen der einfacheren praktischen Ausführbarkeit für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit der Schlitzplatten-Resonator gewählt. Durch Parametervariation des Schlitzabstandes, der Schlitzbreite, der Plattenstärke, des Wandabstandes und des porösen Absorbers im Inneren des Resonators wird der Einfluss auf die Resonanzfrequenz und die Breite der Absorptionsgradkennlinie untersucht.

Da Helmholtz-Resonatoren häufig mit porösen Materialien gefüllt sind, wird auf das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* näher eingegangen. Des Weiteren wird der Einfluss der Plattenresonanz der Schlitzplatte und der Volumssteifigkeit des dahinter liegenden Luftpolsters auf die Simulationsergebnisse durchleuchtet. Dazu werden die Simulationsergebnisse von WinFLAG, vom Matlab-Tool 1 [BRÄUER] und von einem in dieser Arbeit entwickelten Matlab-Tool 2, das die Resonanz der Schlitzplatte und die Volumssteifigkeit der allgemeinen Form berücksichtigt, verglichen.

Abstract

When it comes to sound propagation within rooms with parallel walls, standing acoustic waves, so called room modes arise, due to back and forth flowing acoustic waves towards the wall. Because of their isolation in lower frequency ranges, these room modes often appear disturbing and are therefore problematic. The damping of isolated room modes is often done by using absorbers for low frequencies, which become attuned to the respective mode frequencies.

The aim of this research is to dimension Helmholtz-resonators for damping problematic room modes in the frequency range between 100 Hz and 500 Hz by using the simulation software WinFLAG. Two different resonators are compared – the hole plate- and the slotted plate-resonator. For further investigation in this research, the slotted plate-resonator is chosen because of its easier and more functional practicability. The influence on the resonance frequency and the width of the absorption coefficient curve is investigated through variation of the parameters slot distance, slot width, plate thickness, distance between the plate and the hard wall, and the porous absorber inside the resonator.

As Helmholtz-resonators are often filled with porous materials, the “Model of the porous absorber of Mechel“ is discussed in detail. Furthermore, the influence of the plate resonance frequency onto the simulation result is investigated. Therefore the simulation results of WinFLAG are compared with Matlab-Tool 1 [BRÄUER] and Matlab-Tool 2 which is developed in this thesis, taking into account the resonance of the slotted plate and the volume stiffness in its general form.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Motivation.....	7
1.2	Aufgabenstellung	8
1.3	Kurzübersicht	9
2	Akustische Grundlagen	11
2.1	Eckdaten von Helmholtz-Resonatoren.....	11
2.1.1	Resonanzfrequenz	12
2.1.2	Wandimpedanz.....	13
2.1.3	Absorptionsgrad.....	14
2.1.4	Halbwertsbreite und Güte	15
2.1.5	3dB-Bandbreite und Güte	17
2.1.6	Absorptionstendenzen.....	18
2.2	Einzel-Helmholtz-Resonator.....	19
2.3	Lochplatten- vs. Schlitzplatten-Resonatoren	19
2.3.1	Lochplatten-Resonator	19
2.3.2	Schlitzplatten-Resonator	20
2.3.3	Gegenüberstellung	21
2.4	Platten-Resonator	23
2.5	Äquivalente Schallabsorptionsfläche.....	25
2.6	Zusammenfassung.....	26
3	Theoretische Grundlagen der Simulationssoftware WinFLAG	27
3.1	Hauptmerkmale von WinFLAG.....	27
3.2	Arten von Schallfeldern	30
3.3	Modelle für poröse Materialien.....	33
3.4	Modell des porösen Absorbers von Mechel.....	34
3.4.1	Delany-Bazley-Modell.....	34
3.4.2	Rayleigh-Modell	35
3.4.3	Anpassung der Modelle aneinander.....	49
3.4.4	Wandimpedanz des porösen Absorbers	52
3.4.5	Schallabsorptionsgrad des porösen Absorbers.....	53
3.5	WinFLAG vs. Matlab-Tool 1 vs. Matlab-Tool 2.....	54
3.6	Zusammenfassung.....	67

4	Schlitzplatten-Resonator-Dimensionierung	69
4.1	Herangehensweise.....	70
4.2	Simulation und Diskussion der Ergebnisse.....	70
4.2.1	Variabler Wandabstand.....	74
4.2.2	Variable Schlitzbreite.....	79
4.2.3	Variabler Schlitzabstand	83
4.2.4	Variable Plattenstärke	87
4.2.5	Variables Plattenmaterial	91
4.2.6	Variable Füllung mit einem porösen Absorber.....	95
4.3	Zusammenfassung.....	98
5	Kostenkalkulation für Validierungsmessungen im Hallraum	99
5.1	Vorgaben für Hallraummessung	99
5.2	Resonatoraufbau.....	101
5.3	Simulationen	104
5.3.1	Variabler Wandabstand.....	104
5.3.2	Variable Schlitzbreite.....	105
5.3.3	Variabler Schlitzabstand	106
5.3.4	Variable Füllung mit einem porösen Absorber.....	107
5.4	Kostenaufstellung.....	108
5.5	Zusammenfassung.....	109
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
6.1	Zusammenfassung.....	111
6.2	Ausblick	113
	Literaturverzeichnis	115
	Abbildungsverzeichnis	116
	Tabellenverzeichnis	120
	Anhang A: Dateienverzeichnis	122
A.1	Schriftliche Diplomarbeit (*.doc, *.pdf).....	122
A.2	Präsentation der Diplomarbeit (*.ppt).....	122
A.3	MATLAB-Dateien (*.m)	122
A.4	Visio-Dateien (*.VSD).....	124
A.5	Bild-Dateien (*.bmp)	124

1 Einleitung

1.1 Motivation

Jeder Mensch ist sein ganzes Leben lang Schallfeldern ausgesetzt. Ob er diese als angenehm oder eher unangenehm empfindet, hat verschiedene Gründe. Ein Grund, der einen das Schallfeld als unangenehm empfinden lässt, ist ein gewisses *Wummern* oder *Dröhnen* in geschlossenen Räumen, welches noch dazu ortsabhängig ist. Dies liegt an den sogenannten *Moden* des Raumes, auch Raummoden genannt. Raummoden sind stehende Schallwellen, welche sich durch Überlagerung der zur Wand hin- und rücklaufenden Wellen ergeben. Die Überlagerung von zur Wand hin- und rücklaufenden Schallwellen zu stehenden Schallwellen ist genau bei der Frequenz gegeben, bei der die halbe Wellenlänge oder jedes ganzzahlige Vielfache davon genau in den Abstand zweier paralleler Raumwände passt.

Raummoden gibt es im gesamten Hörfrequenzbereich, sie fallen allerdings nur im tiefen Frequenzbereich als wirklich störend auf, da sie dort nur vereinzelt vorkommen, dadurch markant herausstechen und isoliert wahrnehmbar sind. Im hohen Frequenzbereich liegen die Moden so dicht beieinander, dass ihre einzelnen Frequenzgänge ineinander übergehen und somit zu einem relativ gleichmäßig angehobenen Frequenzgang des Schalldruckpegels verschmelzen.

Hieraus ist bereits zu erkennen, dass es bauliche Maßnahmen für einen Raum gäbe, welche eine geringere Modenzahl bewirken und die Grenzfrequenz, ab der keine isolierten Moden mehr auftreten, nach unten verschieben würden. Eine bautechnisch aufwändig zu realisierende und sehr kostenintensive Maßnahme wäre, die Wände des Raumes so zu bauen, dass es kein paralleles Wandpaar gibt. Eine weitere Maßnahme wäre, das Raumvolumen so groß wie möglich zu gestalten. Im industriellen Bereich werden vor allem Hallräume, dies sind spezielle Messräume, auf diese Art und Weise gebaut. Dort ist es sehr wichtig keine isolierten Moden zu haben, weil man ansonsten Fehler bei der Messung in solchen Räumen machen kann, je nachdem, ob sich die Messeinrichtung in einem Schwingungsbauch oder einem Schwingungsknoten des Schalldruckes der isolierten Raummoden befindet. Gerade in diesen Hallräumen, wo die Raummoden bei Messungen sehr störend sein können, treten diese aber am stärksten in Erscheinung, da Hallräume mit stark reflektierenden Wänden ausgestattet sind, um ein möglichst diffuses Schallfeld zu erzeugen.

In den meisten Fällen hat man es allerdings mit einem vorgegebenen Raum zu tun, welcher akustisch so adaptiert werden soll, dass alle störenden Raummoden bedämpft werden, ohne jedoch den charakteristischen Nachhall des Raumes zu stark zu verfälschen. Dies bewerkstelligt man am besten mit sogenannten Tiefenabsorbern. Die meisten kommerziellen Absorber (z.B. poröse Absorber) und auch Einrichtungsgegenstände eines Raumes wirken erst ab einer bestimmten Frequenz absorbierend. Darunter wirken sie schlecht bis überhaupt nicht. Aus diesem Grund greift man in so einem Fall auf Resonanzabsorber als Tiefenabsorber zurück, welche den Schall genau bei ihrer Resonanzfrequenz am stärksten bedämpfen. Unterhalb und oberhalb der Resonanzfrequenz geht die Absorption dieser Absorber zurück.

Diese Arbeit beschränkt sich, bis auf einen Exkurs zu den Plattenresonatoren, auf Helmholtz-Resonatoren als Resonanzabsorber. Es werden Simulationen des Schallabsorptionsgrades von verschiedenen Helmholtz-Resonatoren durchgeführt, um die Auswirkungen der Veränderung von Resonatorparametern auf den Schallabsorptionsgrad zu veranschaulichen. Die Simulationen werden mit der Software WinFLAG durchgeführt und anschließend mit Ergebnissen der Projektarbeit von Jan Bräuer [BRÄUER] und eigenen Erkenntnissen verglichen. Abschließend wird noch eine Kostenkalkulation für die Validierung der Simulationsergebnisse durchgeführt.

1.2 Aufgabenstellung

Die anfangs festgelegte Aufgabenstellung umfasste die Dimensionierung, die Simulation und den Aufbau von Tiefenabsorbern für die Modenbedämpfung in einem vorhandenen Hallraum, welcher seine größte Modenproblematik im Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 500 Hz besitzt. Im Laufe der Arbeit verlagerte sich aus Organisations- und Kostengründen deren Schwerpunkt vom Bau der Resonatoren hin zur Simulation der Absorptionsgradkurven der Resonatoren. Diese Simulationen sind immer noch für den Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 500 Hz vorgesehen.

Die abgeänderte Aufgabenstellung umfasst eine Literaturrecherche zur Wirkungsweise und zu den theoretischen Grundlagen von Resonanzabsorbern. Zusätzlich soll die Funktionalität der Software WinFLAG beleuchtet werden, um herauszufinden, welche Parameter in der Software einzugeben sind und was diese in Bezug auf die Absorptionsgradberechnung bewirken.

Weiters sollen möglichst viele in ihrer Wirkungsweise unterschiedliche Tiefenabsorber, in Form von Helmholtz-Resonatoren dimensioniert und anschließend mit der Software WinFLAG simuliert werden. Außerdem sollen diese Simulationsergebnisse noch mit jenen aus einem Matlab-Tool der Projektarbeit von Jan Bräuer [BRÄUER] verglichen und dementsprechende Schlüsse daraus gezogen werden, wie etwa: Gibt es einen Zusammenhang zwischen diesen beiden Simulationswerkzeugen, wenn ja, welchen und wenn nein, warum nicht?

Da es in der Software WinFLAG möglich ist, einen porösen Absorber in den Resonator zu integrieren, soll auf das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* genauer eingegangen werden.

Abschließend soll eine Abschätzung der Kosten getroffen werden, welche anfallen würden, wenn man diese Tiefenabsorber für eine reale Schallabsorptionsgradmessung in einem Hallraum bauen würde.

1.3 Kurzübersicht

An dieser Stelle soll ein grober Überblick über diese Arbeit gegeben werden.

Das Kap. 2 befasst sich allgemein mit den akustischen Grundlagen von Resonanzabsorbern in Form von Helmholtz-Resonatoren und Plattenresonatoren. In den Unterkapiteln 2.1, 2.2 und 2.3 wird auf den Helmholtz-Resonator eingegangen, welcher die Grundlage für diese Arbeit bildet. Kap. 2.4 befasst sich zum besseren Verständnis der Thematik mit dem Plattenresonator und dessen Unterschied zum Helmholtz-Resonator, in Bezug auf deren Resonanzsysteme. Abschließend wird in Kap. 2.5 noch auf die äquivalente Schallabsorptionsfläche allgemein und insbesondere auf die von Helmholtz-Resonatoren eingegangen, da diese ein wichtiges Maß für die in einen Raum einzubringende Absorberfläche darstellt.

In Kap. 3 werden die theoretischen Grundlagen der Simulationssoftware WinFLAG erarbeitet. Zu Beginn gibt es in Kap. 3.1 eine kurze Übersicht über die Berechnungsmöglichkeiten und Ausgabevarianten der Simulationsergebnisse. Es werden die wichtigsten und grundlegendsten Informationen vermittelt, um Simulationen mit der Software WinFLAG durchführen zu können. WinFLAG erlaubt es, die Simulationen mit unterschiedlichen Arten des Schalleinfallendes durchzuführen, welche in Kap. 3.2 beleuchtet werden. Die vier unterschiedlichen Modelle von porösen Absorbern, welche in WinFLAG für die Simulation zur Verfügung stehen, sind in Kap. 3.3 kurz zusammengefasst. Da in dieser Arbeit bei allen Simulationen mit porösen Absorbern das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* verwendet wird, geht das Kap. 3.4 ausführlich auf dieses Modell ein. Es wird erklärt, aus welchen Modellen sich das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* zusammensetzt. Außerdem wird erklärt, wie die Absorberimpedanz \underline{Z}_A und die komplexe Ausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_A$ ermittelt werden. Mit diesen Parametern des porösen Absorbers kann die Wandimpedanz \underline{W} und aus ihr direkt der Absorptionsgrad α berechnet werden.

In Abb. 1.1 ist vorausgreifend veranschaulicht, wie sich in Bezug auf den Schallabsorptionsgrad die prinzipielle Wirkungsweise von porösen Absorbern und die von Resonatoren unterscheidet.

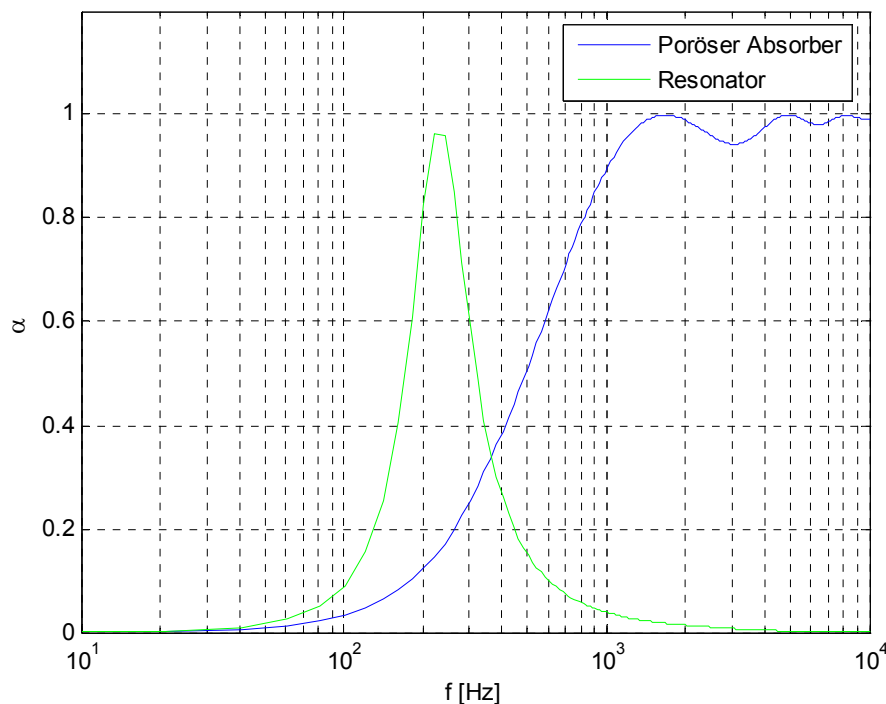


Abb. 1.1: Gegenüberstellung des prinzipiellen Frequenzverlaufes des Schallabsorptionsgrades α von porösen Absorbieren und von Resonatoren

Die Frequenzverläufe von porösen Absorbieren und von Resonatoren unterscheiden sich grundlegend voneinander. Während der Schallabsorptionsgrad poröser Absorbier zu höheren Frequenzen hin zunimmt und weitestgehend breitbandig ist, wirken Resonatoren nur schmalbandig im Bereich ihrer Resonanzfrequenz. Mit dem Einsatz von beiden Absorbierarten gemeinsam kann man eine breitbandige Absorption über den gesamten Hörfrequenzbereich erzielen.

Das Kap. 4 bildet den Schwerpunkt dieser Arbeit. Hier werden die Simulationsergebnisse des Schallabsorptionsgrades von unterschiedlichen Schlitzplatten-Resonator-Dimensionierungen dargestellt und miteinander verglichen. Anschließend wird versucht, gewisse Gesetzmäßigkeiten in Bezug auf bestimmte Parameteränderungen des Resonators abzuleiten und den Bezug zu den aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurven, nämlich der Resonanzfrequenz f_0 , dem Absorptionsgradmaximum α_{\max} , der Halbwertsbreite Δf_H und der Güte Q_α , aufzuzeigen.

Kap. 5 dieser Arbeit befasst sich mit einer Kostenkalkulation für den Messaufbau einer Schallabsorptionsgradmessung von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum. Diese Messungen sollen zur Validierung von Simulationsergebnissen mittels WinFLAG dienen. In Kap. 5.1 werden die laut ISO-Norm [ISO 354] einzuhaltenden Vorgaben für eine Hallraummessung und in Kap. 5.2 der sich nach diesen Vorgaben richtende Resonatorbau behandelt. Kap. 5.3 zeigt Simulationen, bei denen sich die Parametervariation nach käuflich zu erwerbenden Größeneinheiten richtet. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit der Kostenaufstellung (siehe Kap. 5.4) für den Bau der notwendigen Anzahl an Resonatoren für die Messung im Hallraum.

Kap. 6 beinhaltet die Zusammenfassung der Arbeit und gibt einen Ausblick auf mögliche weitere Arbeiten.

2 Akustische Grundlagen

In diesem Kapitel geht es um die akustischen Grundlagen von Helmholtz-Resonatoren, da deren Funktionsprinzip die Basis dieser Arbeit bildet. Der Grund ist, dass alle Schlitz- wie auch Lochplatten-Resonatoren aus vielen nebeneinander wirkenden Helmholtz-Resonatoren bestehen. Eingegangen wird auf die Resonanzfrequenz, die Wandimpedanz, den Absorptionsgrad, die Halbwertsbreite und auf die 3-dB-Bandbreite. Als nächstes wird die Thematik des Einzelhelmholtz-Resonators behandelt. Dieser ist vom Funktionsprinzip her näherungsweise ein Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonator, findet in der Praxis allerdings so gut wie keine Anwendung.

Weiters werden Schlitz- und Lochplatten-Resonatoren gegenübergestellt, um eine Präferenz eines Typs herauszuarbeiten. Zusätzlich wird auf Plattenresonatoren eingegangen, deren Wirkungsprinzip man in der Praxis auch bei Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren nie ganz außer Acht lassen darf. Der Grund dafür ist, dass die Resonatordeckplatte nicht als unendlich steif angesehen werden kann und deshalb auch Plattenschwingungen entstehen, welche abhängig von ihrer Frequenz, mitberücksichtigt werden müssen. Abschließend wird noch die äquivalente Schallabsorptionsfläche von Helmholtz-Resonatoren behandelt.

2.1 Eckdaten von Helmholtz-Resonatoren

Ein Helmholtz-Resonator ist ein Schallabsorber nach dem Resonanzprinzip, der hauptsächlich für tiefe Frequenzbereiche verwendet wird. Bei seiner Resonanzfrequenz f_0 absorbiert er den Schall am stärksten, da dort die Luftmasse in den Löchern bzw. Schlitzen am stärksten schwingt und so der größten Reibung ausgesetzt ist. Der tiefe Frequenzbereich kann durch Einsatz mehrerer Helmholtz-Resonatoren, die auf verschiedene Resonanzfrequenzen abgestimmt sind, breitbandig bedämpft werden.

Das Resonanzprinzip des Helmholtz-Resonators ist ein akustisches Feder-Masse-Dämpfer-Resonanzprinzip, wobei die in der Öffnung des Resonators mit dem Schallfeld mitschwingende Luftmasse die akustische Masse und das hinter der Deckplatte des Resonators liegende Luftvolumen die akustische Feder darstellt. Der Strömungswiderstand R der Öffnung des Resonators stellt den Dämpfer dieses Systems dar, worauf in Kap. 3.5 noch näher eingegangen wird.

Im Inneren des Resonators wird meist ein poröses Material eingebracht, um einen bestimmten spezifischen Strömungswiderstand R zu realisieren und so den Resonator besser an das Schallfeld anpassen zu können. Dieser spezifische Strömungswiderstand wird entweder durch einen porösen Absorber im Inneren des Resonators, oder durch ein Akustikvlies vor oder hinter der Frontplatte des Resonators realisiert.

2.1.1 Resonanzfrequenz

Die Resonanzfrequenz f_0 , Federsteife s' und Schwingmasse m' sind laut [BRÄUER] folgendermaßen gegeben:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s'}{m'}} \quad [\text{Hz}] \quad (2.1)$$

$$s' = \rho \cdot c^2 \cdot \frac{S^2}{V} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}^2} \right] \quad m' = \rho \cdot (l_0 + 2\Delta l) \cdot S \quad [\text{kg}] \quad (2.2)$$

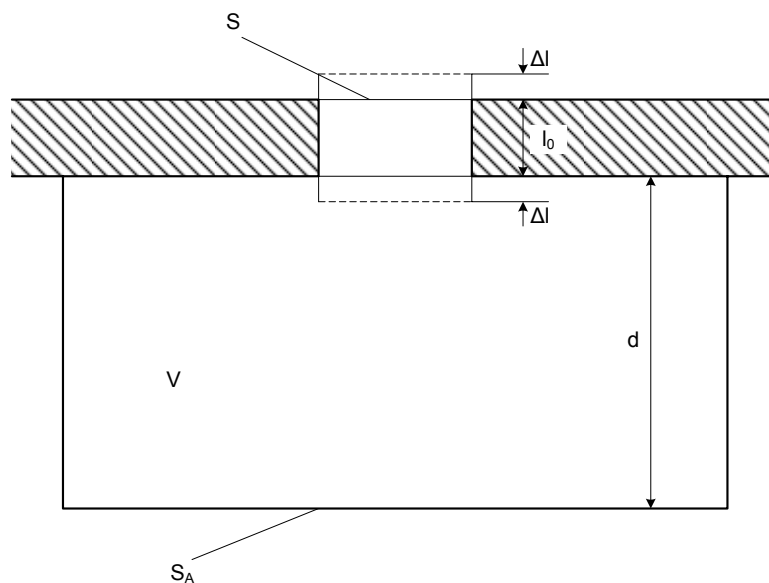


Abb. 2.1: Bauformprinzip eines Helmholtzresonators

Δl in Abb. 2.1 stellt die Mündungskorrektur (siehe [BRÄUER]) der Resonatoröffnung eines Helmholtz-Resonators dar.

$$\varepsilon = \frac{S}{S_A} \quad \text{Perforationsverhältnis von Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren}$$

Werden nun die Federsteife und Schwingmasse (2.2) in Gl. (2.1) eingesetzt, ergibt dies folgende Form der Gleichung für die Resonanzfrequenz f_0 :

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{(l_0 + 2\Delta l)V}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{(l_0 + 2\Delta l) \cdot d}} \quad [\text{Hz}] \quad (2.3)$$

2.1.2 Wandimpedanz

Nach [BRÄUER] berechnet sich die Wandimpedanz eines Helmholtz-Resonators (Schlitz- bzw. Lochplatten-Resonator) zu:

$$\underline{W} = R + j\omega m + \frac{s}{j\omega} \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^3} \right] \quad (2.4)$$

Gl. (2.4) gilt allerdings nur, so lange man die Wirkung des Masse-Feder-Resonanzsystems zwischen der Loch- bzw. Schlitzplatte (mechanische Masse) und dem Luftpolster (akustische Feder) zwischen Platte und „schallharter Wand“ und somit die Plattenschwingungen vernachlässigen kann. Im Allgemeinen Fall muss dieses Resonanzsystem mit einbezogen werden (siehe Kap. 3.5).

In Gl. (2.4) stellt der Strömungswiderstand des Resonators R den „Dämpfer“, $j\omega m$ die „Masse“ und $s/j\omega$ die „Feder“ des Masse-Feder-Dämpfer-Resonanzsystems „Schlitz- bzw. Lochplatten-Resonator“ dar. Alle drei Komponenten haben Einfluss auf das Absorptionsverhalten des Resonators.

Um von der Schlitz- bzw. Lochfläche unabhängig zu sein und den Bezug zum Perforationsverhältnis ε herzustellen, werden m' und s' laut [BRÄUER] durch die Schlitz- bzw. Lochfläche und das Perforationsverhältnis dividiert und es folgen Gl. (2.5) und Gl. (2.6):

$$m = \frac{\rho(l_0 + 2\Delta l)}{\varepsilon} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \right] \quad (2.5)$$

m stellt somit die in den Schlitzen bzw. Löchern, mit dem Schallfeld mitschwingende Luftmasse, bezogen auf die Resonatorfläche, dar.

$$s = \frac{\rho \cdot c^2}{d} = \frac{K_{ad}}{d} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}^2} \right] \quad (2.6)$$

s stellt die auf das Perforationsverhältnis und die Schlitz- bzw. Lochfläche bezogene Federsteife dar.

An dieser Stelle sei auf Kap. 3.5 und auf Abb. 3.11 verwiesen. Dort wird erarbeitet, dass Gl. (2.6) nur in einem eingeschränkten Frequenzbereich, in dem die Wellenlänge λ viel größer als der Wandabstand d ist, ihre Gültigkeit hat.

Für die Berechnung des Strömungswiderstandes R des Schlitz- bzw. Lochplatten-Resonators wird auf [BRÄUER] verwiesen.

2.1.3 Absorptionsgrad

Über den Reflexionsfaktor r , welcher sich aus der Wandimpedanz \underline{W} und der Schallkennimpedanz Z_0 zusammensetzt, gelangt man zum Schallabsorptionsgrad [BRÄUER]:

$$\alpha = 1 - |r|^2 = 1 - \left| \frac{\underline{W} - Z_0}{\underline{W} + Z_0} \right|^2 = \frac{4 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{W}\} \cdot Z_0}{(\operatorname{Re}\{\underline{W}\} + Z_0)^2 + (\operatorname{Im}\{\underline{W}\})^2} \quad (2.7)$$

Die Maxima von α findet man in dessen Frequenzgang genau dort, wo der Imaginärteil der Wandimpedanz Null wird, bzw. seine Nulldurchgänge hat:

$$\alpha_{\max} = \frac{4 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{W}\} \cdot Z_0}{(\operatorname{Re}\{\underline{W}\} + Z_0)^2} \quad (2.8)$$

2.1.4 Halbwertsbreite und Güte

Die folgende Formel für die Halbwertsbreite Δf_H eines Helmholtz-Resonators wurde in [BRÄUER] hergeleitet und bezieht sich auf die Gl. (2.4) der Wandimpedanz:

$$\Delta f_H = 2\pi \left(1 + \frac{R}{Z_0} \right) \frac{d}{c} f_0^2 = \frac{R + Z_0}{2\pi m} \text{ [Hz]}$$

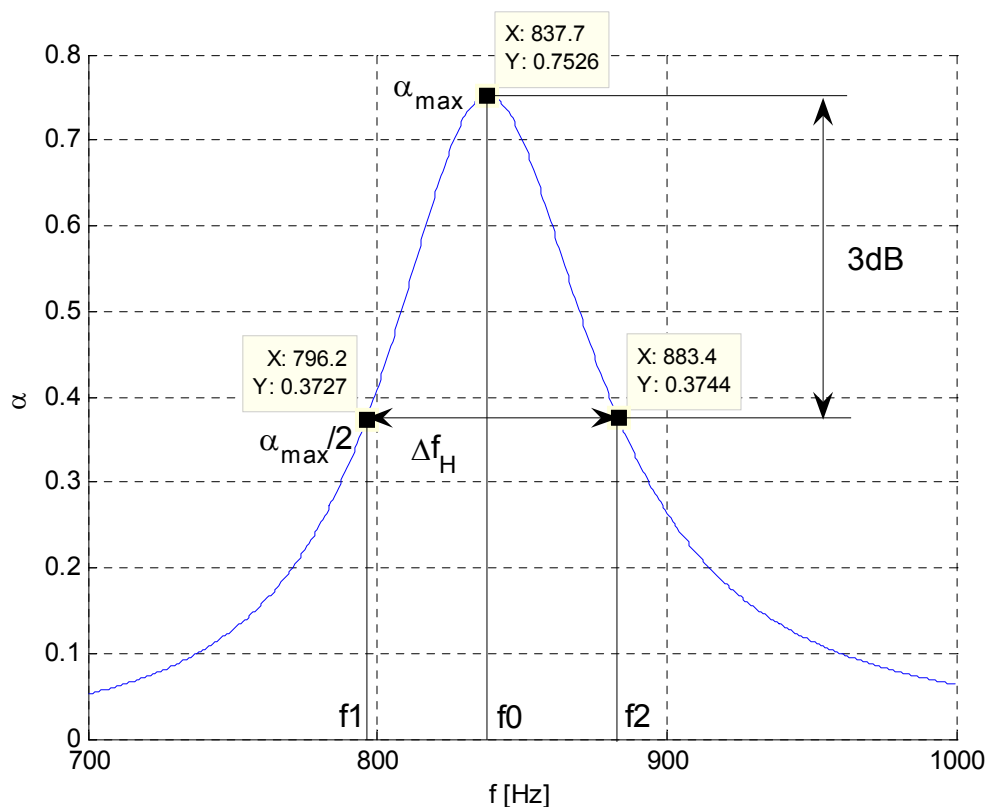


Abb. 2.2: Halbwertsbreite Δf_H

Eine zweite Möglichkeit für die Ermittlung der Halbwertsbreite ist in Abb. 2.2 dargestellt. Dafür liest man aus dem Frequenzgang der Absorptionsgradkurve die Frequenzpunkte links f_1 und rechts f_2 des Absorptionsgradmaximums α_{\max} ab, bei denen die Amplitude des Absorptionsgrades auf die Hälfte ihres Maximalwertes $\alpha_{\max}/2$ abgesunken ist. Die Halbwertsbreite ist dann die Differenz dieser beiden Frequenzpunkte:

$$\Delta f_H = f_2 - f_1 \text{ [Hz]}$$

Die Güte berechnet sich als Quotient aus Resonanzfrequenz und Halbwertsbreite:

$$\boxed{Q_\alpha = \frac{f_0}{\Delta f_H}} \quad (2.9)$$

Die Halbwertsbreite ist definitionsgemäß die Bandbreite zwischen zwei Frequenzpunkten, bei denen die Amplitude einer leistungsbezogenen Größe auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgesunken ist.

$$\alpha = \frac{I_h - I_r}{I_h} \quad \text{siehe [RA]}$$

Darin ist I_h die Schallintensität der hinlaufenden und I_r die Schallintensität der rücklaufenden Schallwelle.

Die auf die Fläche A bezogene Schallleistung P ist nun das Produkt aus der Schallintensität und der Fläche A , siehe [EA]:

$$P = I \cdot A \quad [\text{W}]$$

Daraus ist ersichtlich, dass der Absorptionsgrad eine leistungsbezogene Größe ist und somit die Halbwertsbreite bei der Hälfte seines Maximalwertes abzulesen ist.

$$10 \cdot \log \left(\frac{\alpha_{\max}}{2} \right) = 10 \cdot \log \left(\frac{1}{2} \right) = -3\text{dB}$$

2.1.5 3dB-Bandbreite und Güte

Hier wird die 3dB-Bandbreite des Wandadmittanzbetrages $|\underline{Y}|$ herangezogen, um die Güte des Resonanzkreises zu ermitteln. Prinzipiell ist dies eine völlig andere Herangehensweise als in Kap. 2.1.4. Die Resonanzkurve des Wandadmittanzbetrages ist generell viel schmalbandiger als die des Schallabsorptionsgrades. Darum sind auch die Güten Q_Z viel größer als die Güten Q_α . Beide Güten zeigen allerdings tendenziell das gleiche Verhalten und führen zu denselben Schlussfolgerungen.

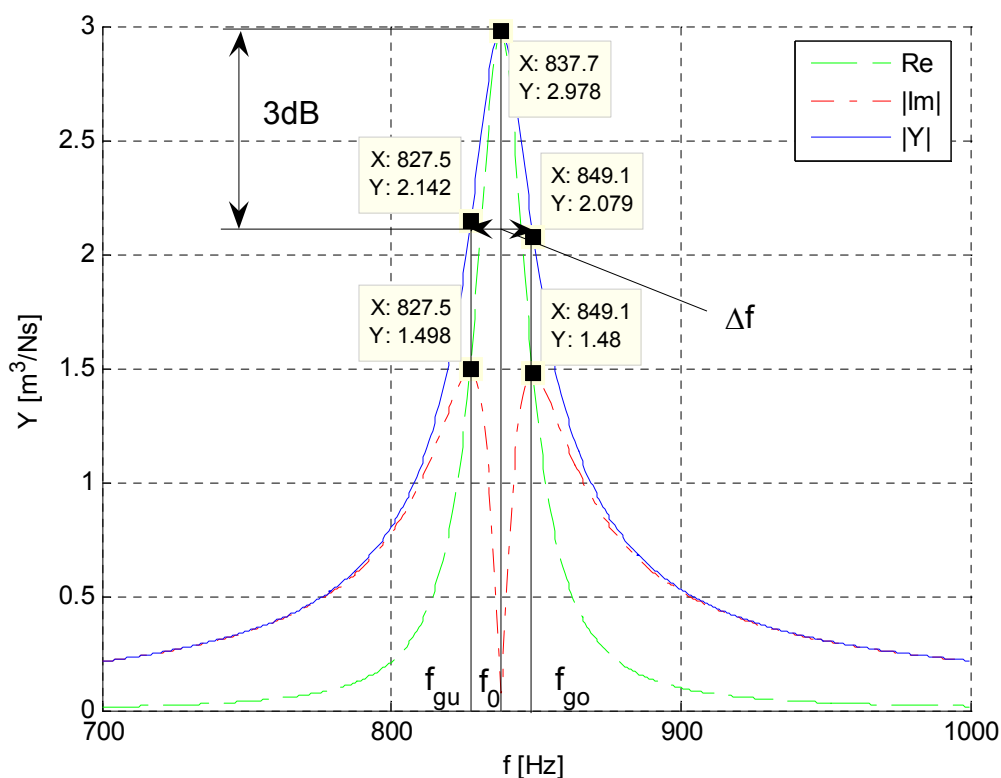


Abb. 2.3: 3dB-Bandbreite Δf

Laut [EA] ist bei den 3dB-Grenzfrequenzen f_{gu} und f_{go} die Wirkadmittanz $\text{Re}\{\underline{Y}\}$ und der Betrag der Blindadmittanz $|\text{Im}\{\underline{Y}\}|$ gleich groß. Nun werden die Werte von $|\underline{Y}|$ bei den Frequenzen f_{gu} und f_{go} , wie aus Abb. 2.3 ersichtlich, abgelesen und die Differenzen des Maximalwertes von $|\underline{Y}|$ zu diesen Werten gebildet. Normalerweise sind diese beiden Differenzen gleich groß, in diesem Fall kommt es allerdings durch die zu geringe Frequenzauflösung zu leichten Verschiebungen. Beide Differenzen ergeben jedoch ungefähr den Wert $1/\sqrt{2}$. Da die Admittanz nur indirekt eine leistungsbezogene Größe ist, hat man es hier mit dem 20-fachen Logarithmus zu tun.

$$20 \cdot \log \left(\frac{\overline{|Y|}}{\sqrt{2} \overline{|Y|}} \right) = 20 \cdot \log \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) = -3\text{dB}$$

$$\Delta f = f_{go} - f_{gu} \quad \text{3-dB-Bandbreite}$$

Die Güte berechnet sich in diesem Fall als Quotient aus der Resonanzfrequenz und der 3dB-Bandbreite:

$$Q_Z = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.10)$$

Aus Gl. (2.9) und Gl. (2.10) ist die bedingte Aussagekraft der Güte ersichtlich. Ist die Resonanzfrequenz als zusätzlicher Parameter zur Güte nicht bekannt, gibt sie relativ wenig Aufschluss über das Absorptionsverhalten des Resonators. Sollen allerdings mehrere Resonatoren mit gleicher Resonanzfrequenz, jedoch unterschiedlicher geometrischer Parameter miteinander verglichen werden, ist die Güte ein geeigneter Parameter. Sie ist dann nämlich umso kleiner, je größer die Halbwertsbreite bzw. die 3dB-Bandbreite und somit die Bandbreite „hoher Absorption“ ist.

2.1.6 Absorptionstendenzen

Im Folgenden wird untersucht wie sich die Charakteristika eines Helmholtz-Resonators (Resonanzfrequenz f_0 , Güte Q_α , Güte Q_Z , Halbwertsbreite Δf_H und 3-dB-Bandbreite Δf) verändern, wenn man die geometrischen Parameter des Resonators (Plattenstärke l_0 , Loch- bzw. Schlitzquerschnittsfläche S und Resonatorvolumen V) verändert.

Zusammengefasst werden diese Tendenzen in folgender Tabelle [EA]:

	$l_0 \uparrow$	$S \uparrow$	$V \uparrow$
f_0	↓	↑	↓
Q_α, Q_Z	↑↑	↓↓	↑
$\Delta f_H, \Delta f$	↓↓	↑↑	↓

Tabelle 2.1: Tendenzen von f_0 , Q_α , Q_Z , Δf_H und Δf bei Veränderung der geometrischen Parameter des Helmholtz-Resonators

Aus Tabelle 2.1 ist ersichtlich, dass die Tendenzen der oben beschriebenen Variablen für die Veränderung der Plattenstärke und des Volumens dieselben sind. Bei Veränderung der Schlitzquerschnittsfläche sind die Tendenzen genau umgekehrt.

2.2 Einzel-Helmholtz-Resonator

Der Einzel-Helmholtz-Resonator wird hauptsächlich zur Veranschaulichung des Funktionsprinzips von Helmholtz-Resonatoren verwendet. In der Praxis findet er kaum Anwendung, da sein Strömungswiderstand R im Vergleich zu Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren, gleicher Baugröße und gleicher Resonanzfrequenz f_0 , verschwindend klein ist. Da das Absorptionsgradmaximum α_{\max} direkt vom Strömungswiderstand abhängt, siehe Gl. (2.8) und Gl. (2.4), ist auch dieses verschwindend klein. Aus diesem Grund und auf Grund der Tatsache, dass das Funktionsprinzip von Einzel-Helmholtz-Resonatoren und Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren dasselbe ist, da man Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren als viele nebeneinander liegende Einzel-Helmholtz-Resonatoren betrachten kann, wird in dieser Arbeit auf den Einzel-Helmholtz-Resonator nicht weiter eingegangen.

2.3 Lochplatten- vs. Schlitzplatten-Resonatoren

2.3.1 Lochplatten-Resonator

Abb. 2.4 zeigt die Frontplatte eines Lochplatten-Resonators mit all seinen wichtigen Maßen. Hier ist auch dargestellt, welche Fläche die Lochfläche transformiert wird. Die Lochfläche dividiert durch die grau schraffierte Fläche stellt das Perforationsverhältnis des Lochplatten-Resonators dar:

$$\varepsilon_L = \frac{a^2 \pi}{e^2} \quad \text{Perforationsverhältnis der Lochplatte} \quad (2.11)$$

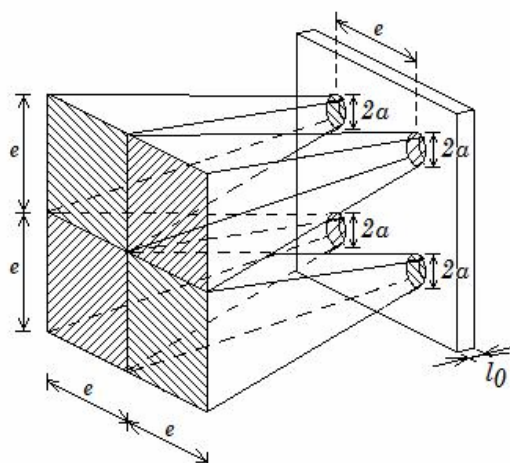


Abb. 2.4: Lochplatte mit kreisrunden Bohrungen (inklusive aller notwendigen Maße der Lochplatte)

Beim Lochplatten-Resonator liegen viele Helmholtz-Resonatoren, mit der Grundfläche e^2 nebeneinander. Wird die Lochplatte im Wandabstand d vor der „schallharten Wand“ montiert, entsteht dadurch ein Lochplatten-Resonator. Allerdings muss dieser an seiner Berandung durch einen Korpus luftdicht abgeschlossen werden, um das Funktionsprinzip eines Helmholtz-Resonators zu bewahren.

2.3.2 Schlitzplatten-Resonator

Abb. 2.5 zeigt die Frontplatte eines Schlitzplatten-Resonators mit all seinen wichtigen Maßen. Hier ist dargestellt, welche Fläche auf die Schlitzfläche transformiert wird. Die Schlitzfläche dividiert durch die grau schraffierte Fläche stellt das Perforationsverhältnis des Schlitzflächen-Resonators dar:

$$\varepsilon_S = \frac{b}{B} \quad \text{Perforationsverhältnis der Schlitzplatte} \quad (2.12)$$

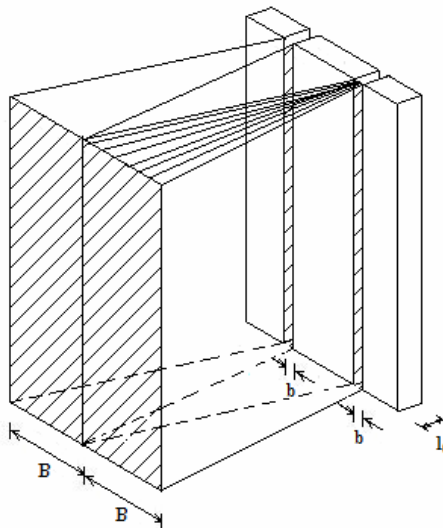


Abb. 2.5: Schlitzplatte

Beim Schlitzplatten-Resonator liegen viele Helmholtz-Resonatoren nebeneinander, bei denen ein Maß der Grundfläche die Schlitzbreite B ist. Das zweite Maß ist die Länge der Schlitzplatte oder der Schlitzes und spielt deshalb keine Rolle, da sich dieses Maß bei der Bildung des Perforationsverhältnisses wegekürzt. Auch hier muss zur Bildung eines Schlitzplatten-Resonators die Schlitzplatte im Wandabstand d vor der „schallharten Wand“ montiert und mit einem Korpus abgedichtet werden.

2.3.3 Gegenüberstellung

Ein Vergleich von Loch- und Schlitzplatten-Resonatoren soll zeigen, ob beide bei korrekter Dimensionierung dasselbe Resultat, in Bezug auf den Schallabsorptionsgrad liefern. Dies würde nahe liegen, da beide Absorbertypen auf demselben Helmholtzprinzip basieren.

Um einen direkten Vergleich anstellen zu können, müssen die Perforationsgrade beider Resonatorarten dieselben sein. Deshalb setzt man sie gleich und schließt somit aus den Parametern des einen Resonatorartyps auf die Parameter des anderen. Dies soll anhand des folgenden Beispiels gezeigt werden.

b	[mm]	4
B	[mm]	100
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg / m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 2.2: Geometrische Parameter eines Schlitzplatten-Resonators

$$\rho_P \quad \text{Plattenmaterialdichte in } \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$$

Für e^2 wählt man einen beliebigen Wert z.B. 4000 mm²:

$$\varepsilon_S = \varepsilon_L \Rightarrow \frac{b}{B} = \frac{a^2 \pi}{e^2} \Rightarrow a = \sqrt{\frac{b \cdot e^2}{B \cdot \pi}} = 7,136 \text{ mm}$$

Daraus folgen die geometrischen Parameter für den Lochplatten-Resonator:

$2a$	[mm]	14,27
e^2	[mm ²]	4000
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg / m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 2.3: Geometrische Parameter eines Lochplatten-Resonators

Simuliert man nun die Schallabsorptionsgradkurven eines Schlitz- und eines Lochplatten-Resonators mit den Parametern aus Tabelle 2.2 und Tabelle 2.3 mittels WinFLAG mit senkrechtem Schalleinfall, bekommt man das in Abb. 2.6 dargestellte Ergebnis. Beide Kurven sind annähernd deckungsgleich. Daraus folgt, dass sich Schlitz- und Lochplatten-Resonatoren in ihrer Wirkungsweise nur marginal unterscheiden. In dieser Arbeit wird der Schlitzplatten-Resonator genauer untersucht.

Einen Grund für die Präferenz des Schlitzplatten-Resonators gibt es aus Sicht ihrer Herstellung. Da man Schlitzplatten-Resonatoren aus vielen Brettern, nebeneinander auf den Korpus des Resonators aufgeschraubt, herstellen kann, ist das Absorptionsverhalten in Bezug auf die Plattenschwingungen ein anderes als bei Lochplatten-Resonatoren, bei denen eine durchgehend gelochte Platte verwendet wird.

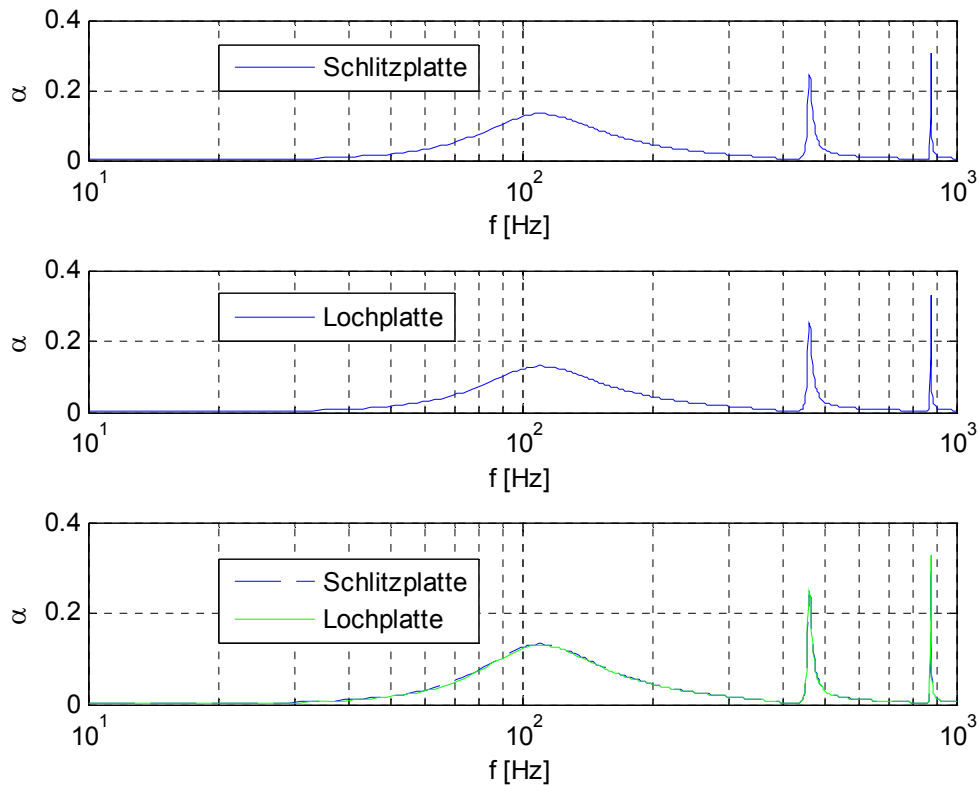


Abb. 2.6: Gegenüberstellung der Absorptionsgradfrequenzgänge von einem Schlitz- und einem Lochplatten-Resonator selber Wirkungsweise; **Oben:** Schlitzplatten-Resonator, **Mitte:** Lochplatten-Resonator, **Unten:** Schlitz- und Lochplatten-Resonator gemeinsam dargestellt

2.4 Platten-Resonator

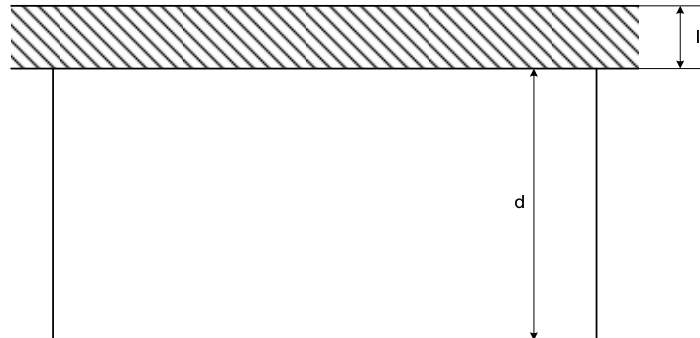


Abb. 2.7: Bauformprinzip eines Plattenresonators

Da in dieser Arbeit keine Platten-Resonatoren an sich behandelt werden, geht es in diesem Kapitel nur um das Verhalten von Platten, welche einem Schallfeld ausgesetzt sind. In Kap. 3.5 wird näher auf die Auswirkungen der Platte auf das Absorptionsverhalten eingegangen. Hier soll nur prinzipiell aufgezeigt werden, dass es Plattenschwingungen auf Grund der endlichen Steife von Platten in der Realität gibt und in welchen Größenordnungen sich diese bewegen.

m_P flächenbezogene Plattenmasse in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \right]$

$$m_P = \rho_P \cdot l_0$$

Plattenresonatoren sind Resonanzabsorber, bei denen eine Platte im Wandabstand d vor einer „schallharten Wand“ montiert ist. Dabei wirkt die Platte selbst als mechanische Masse und der Luftpolster zwischen Platte und schallharter Wand als akustische Feder. Bei seiner Resonanzfrequenz schwingt die Platte am stärksten und entzieht dem Schallfeld so die meiste Energie. Im Gegensatz dazu stellt beim Helmholtz-Resonator die Luft im Resonatorhals (Loch bzw. Schlitz) die akustische Masse dar. Die Loch- bzw. Schlitzplatte und der dahinter liegende Luftpolster ergeben gemeinsam ein mechanisch-akustisches Feder-Masse-System, welches bei seiner Resonanzfrequenz die größte Absorptionswirkung besitzt. Der Plattenresonator verfügt im Gegensatz zum Helmholtz-Resonator allerdings über keinen nennenswerten Strömungswiderstand. Aus diesem Grund ist die Absorption solcher Resonatoren ohne porösen Absorber im Inneren, verschwindend gering. Dies ist auch der Grund dafür, warum Plattenresonatoren fast ausschließlich in Kombination mit porösen Absorbern angewandt werden.

Die Resonanzfrequenz lautet näherungsweise wie folgt:

$$f_0 = \frac{60}{\sqrt{d \cdot m_P}} \quad (2.13)$$

Gl. (2.13) ist eine Näherungsgleichung für die Resonanzfrequenz eines Plattenresonators aus [RA] und kann aus Gl. (2.3) hergeleitet werden.

Damit das eingeschlossene Luftvolumen wie eine akustische Feder wirkt, darf der Abstand der Platte zur Wand nicht größer als $\lambda_0/12$ sein [FASOLD VERES]:

$$d \leq \frac{\lambda_0}{12} \approx \frac{28}{f_0} \quad (2.14)$$

Siehe dazu auch Kap. 3.5 und Abb. 3.11 unteres Bild.

Weiters hat jede Platte ihre eigene Platteneigenfrequenz f_{P1} , abhängig vom Plattenmaterial, den Plattenabmessungen und den Auflagebedingungen der Platte. Diese Frequenz ist jene Frequenz, die durch Beklopfen der nicht eingebauten Platte anregbar und im Hörfrequenzbereich hörbar ist. In grober Näherung gilt [FASOLD VERES]:

$$f_{P1} \approx 4000 \cdot l_0$$

Bei dieser Frequenz ist die Amplitude der Plattenschwingung am größten und beeinflusst damit das Wirkungsprinzip des Plattenresonators am stärksten. Deshalb ist eine geometrische Auslegung der Platte zu bevorzugen, bei der diese Platteneigenfrequenz außerhalb des Messbereiches für die Schallabsorptionsgradmessung liegt.

In weiterer Folge gibt es auch einen Mindestabstand der Platte von der Wand, damit die Resonanzkurve nicht zu schmalbandig wird [FASOLD VERES]:

$$d > \frac{\lambda_0}{100} \approx \frac{3,4}{f_0}$$

2.5 Äquivalente Schallabsorptionsfläche

Der frequenzabhängige Schallabsorptionsgrad α (siehe Kap.3.2) eines Gegenstandes oder Bauteiles multipliziert mit dessen Fläche S_A ergibt die äquivalente Schallabsorptionsfläche A . Äquivalente Schallabsorptionsfläche deshalb, weil sie die Fläche darstellt, deren Schallabsorptionsgrad gleich 1 ist und aus diesem Grund wie ein offenes Fenster wirkt:

$$A = \alpha \cdot S_A$$

Für alle Teilbegrenzungsflächen S_{A_i} mit unterschiedlichem Schallabsorptionsgrad α_i lassen sich deren zugehörige äquivalente Schallabsorptionsflächen A_i folgendermaßen bestimmen:

$$A_i = \alpha_i S_i$$

Summiert man alle einzelnen äquivalenten Schallabsorptionsflächen A_i , kommt man zur gesamten äquivalenten Schallabsorptionsfläche A :

$$A = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots = \sum \alpha_i S_i$$

Man kann sich den Raum mit unterschiedlichen Teilbegrenzungsflächen als einen Raum mit lauter total reflektierenden Wänden, mit der Ausnahme einer Fläche A , welche den Schallabsorptionsgrad 1 besitzt und so wie ein offenes Fenster wirkt, vorstellen.

Für Personen, bestimmte Einrichtungsgegenstände oder räumliche Schallabsorber kann man keine Flächen, welche einen bestimmten Schallabsorptionsgrad besitzen, bestimmen. In diesen Fällen gibt man Schallabsorptionsflächen A_j aus Tabellen diverser Fachliteratur an.

In großen Räumen ist die Luftabsorption, vor allem bei hohen Frequenzen, nicht zu vernachlässigen. Deren äquivalente Schallabsorptionsfläche A_L kann nach [RA] wie folgt berücksichtigt werden:

$$\mu \quad \text{Dissipationskoeffizient von Luft} \quad \left[\frac{1}{\text{m}} \right]$$

$$V_R \quad \text{Raumvolumen in} \quad \left[\text{m}^3 \right]$$

$$A_L = 8 \cdot \mu \cdot V_R \quad \left[\text{m}^2 \right]$$

Die äquivalente Schallabsorptionsfläche eines Raumes nach Einbeziehung aller Einflüsse berechnet sich zu:

$$A = \sum \alpha_i S_i + \sum A_j + A_L \quad [\text{m}^2]$$

Für bestimmte Zwecke, wie z.B. die Angabe der Schallabsorptionseigenschaften einer Industriehalle ist es sinnvoll einen mittleren Schallabsorptionsgrad der gesamten Halle α_{Raum} anzugeben. S_{ges} ist hier die gesamte Oberfläche des Raumes. Die äquivalente Schallabsorptionsfläche A ergibt sich somit nach [FASOLD VERES] zu:

$$A = \alpha_{Raum} S_{ges} \quad [\text{m}^2]$$

Äquivalente Schallabsorptionsfläche von Helmholtz-Resonatoren

Um die äquivalente Schallabsorptionsfläche von Helmholtz-Resonatoren realistisch angeben zu können, wurde ein sogenannter Anordnungsfaktor k geschaffen. Dieser Anordnungsfaktor gibt an, wo sich der Resonator im Raum befindet. Er ist 1, wenn sich der Resonator an Wand oder Deckenflächen befindet, 2, wenn er sich in einer Raumkante befindet und 4, wenn er sich in einer Raumecke befindet [FASOLD VERES].

$$A \approx 3,16 \cdot k \cdot \sqrt{\frac{S \cdot V}{l_0 + 2\Delta l}} \quad [\text{m}^2]$$

Der Hintergrund für diesen Faktor liegt darin, dass in Raumkanten und Ecken ein Druckstau und somit höhere Schalldruckpegel vorhanden sind.

2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die akustischen Grundlagen dieser Arbeit besprochen. Am detailliertesten wurde dabei auf den Helmholtz-Resonator eingegangen, da dieser die Grundlage dieser Arbeit bildet. Loch- und Schlitzplatten-Resonatoren als Ausführungsformen des Helmholtz-Resonators wurden gegenübergestellt und dabei herausgefunden, dass deren Funktionsprinzip grundsätzlich dasselbe ist daher also keine Präferenz für einen dieser beiden Resonator Typen getroffen werden kann. Zusätzlich wurde auf Plattenresonatoren eingegangen, um die Auswirkungen des Schalls auf eine Resonatordeckplatte klar zu machen. Um die äquivalente Schallabsorptionsfläche von Helmholtz-Resonatoren abschätzen zu können, wurde auf deren Berechnung eingegangen.

Das nächste Kapitel behandelt die theoretischen Grundlagen der Simulationssoftware WinFLAG und eine Gegenüberstellung von WinFLAG und zwei weiteren Simulationswerkzeugen. Weiters wird detailliert auf das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* eingegangen.

3 Theoretische Grundlagen der Simulationssoftware WinFLAG

Zu Beginn dieses Kapitels gibt es eine kurze Beschreibung des Funktionsumfangs und der Bedienung der Simulationssoftware WinFLAG. Diese Beschreibung gibt lediglich einen Einblick in die Simulationsmöglichkeiten dieser Software und keine detaillierte Bedienungsanleitung. Diese findet man unter [VIGRAN MANUAL]. Weiter geht es über eine Auflistung und Beschreibung der Arten von Schallfeldern, sowie auch porösen Absorbern, welche man in WinFLAG zur Simulation verwenden kann. Danach wird ausführlich auf das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* eingegangen. Vor allem darauf, aus welchen Modellen sich dieses zusammensetzt und wie man diese ineinander überführen kann. Nach einer längeren Herleitung kommt man zur Wandimpedanz und somit zum Absorptionsgrad des porösen Absorbers. Dadurch kann nachvollzogen werden, wie die Software WinFLAG den Absorptionsgrad von porösen Absorberschichten nach dem *Modell des porösen Absorbers von Mechel* berechnet.

Auf die Validierung dieser Ergebnisse musste in dieser Arbeit allerdings verzichtet werden, siehe dazu Kap. 6.2. Zuletzt werden in diesem Kapitel die Software WinFLAG, ein aus dieser Arbeit entstandenes Matlab-Tool und ein Matlab-Tool aus der Projektarbeit von Jan Bräuer [BRÄUER] über ihre Simulationsergebnisse des Absorptionsgrades eines Schlitzplatten-Resonators miteinander verglichen. Hierbei wird versucht, einen Zusammenhang bzw. Gemeinsamkeiten in der Berechnungsmethodik dieser drei Simulationswerkzeuge zu finden und diese zu erklären.

3.1 Hauptmerkmale von WinFLAG

In der folgenden Beschreibung wird auf die für diese Arbeit relevanten Anwendungen der Software eingegangen. Mittels der Software können der Absorptionsgrad, die Wandimpedanz und die Durchgangsdämpfung für eine Schachtelung hintereinander liegender, akustisch unterschiedlich wirksamer, Schichten berechnet werden.

Die Berechnungen können sowohl für alle Einzelfrequenzen, welche je nach Frequenzauflösung variieren, durchgeführt werden, als auch in Form einer Mittelung aller Werte innerhalb von Terz-Bändern. Der Frequenzbereich und die Anzahl an Frequenzpunkten können vom Benutzer bestimmt werden. Die Grenzen hierfür liegen für den Frequenzbereich bei 1 Hz – ∞ Hz und bei maximal 500 Frequenzpunkten. Alle Berechnungen können für senkrechten, schrägen, oder diffusen Schalleinfall durchgeführt werden.

In diesem Programm werden die akustischen Eigenschaften von hintereinander liegenden Schichten mit der Kettenmatrixmethode modelliert, siehe [AMT]. Die Kettenmatrizen der hintereinander liegenden Schichten werden miteinander verknüpft. Dadurch erhält man eine Übertragungsmatrix der gesamten Schichtung. Die grundlegendsten physikalischen Variablen,

welche bei der Berechnung jedes Layers verwendet werden, sind der Schalldruck und die Schallschnelle (2x2-Matrix). Auch poröse Materialien können in WinFLAG mit einer 2x2-Matrix berechnet werden. Verschiedene Modelle dieser porösen Materialien finden in WinFLAG Anwendung. Die Voraussetzung, dass diese Modelle die richtigen Daten liefern, ist ein homogenes und isotropes Material. Außerdem, dass das Skelettmaterial unendlich steif ist, so dass es nicht in Schwingung versetzt werden kann. Dies gilt in der Praxis für die meisten Mineralwolle-Materialien.

Der Hauptanwendungsbereich der Software WinFLAG ist die Simulation von Absorptionskoeffizienten einer Anordnung mehrerer hintereinander liegender Absorberschichten:

- In WinFLAG stehen 17 akustisch unterschiedlich wirksame Schichten für die Simulation zur Verfügung: Luft, poröse Verkleidung, vier verschiedene Modelle von porösen Absorbern, Schlitzplatte, Schlitzplatte mit konischen Schlitzen, Lochplatte, Lochplatte mit konischen Löchern, Lochplatte mit mikroperforierten Löchern, sehr dünne Platte aus Kunststoff oder Metall (Membran), dünne Platte, dicke Platte, gewölbte Platte (Wellblech), Sandwich-Konstruktion (eine elastische Schicht, eingeschlossen von zwei gleichartigen Platten), Strukturverbindungen (Bolzen, Nägel, Schrauben usw.). Die Limitierung für die Berechnung des Absorptionsgrades liegt in WinFLAG bei 20 hintereinander liegenden Schichten.
- Mit der Schicht „Structural bridges“ (Strukturverbindungen) ist es möglich die Auswirkungen von Strukturverbindungen auf das Absorptionsverhalten zu berücksichtigen. Mit Strukturverbindung ist die bautechnische Verbindung von hintereinander liegenden Schichten gemeint, wie z.B. Bolzen, Dübel, Nägel, Schrauben, usw. Nicht gemeint ist jegliche Art von Klebstoff, um etwa benachbarte Schichten von porösen Materialien miteinander zu verbinden. Hier geht es vor allem um die Beeinflussung der Wellenausbreitung in Platten durch diese Strukturverbindungen.
- Zusätzlich zur Berechnung des Absorptionsgrades α kann der Absorptionsgrad α_{st} einer Standard-Hallraummessung (nach EN ISO 354 [ISO 354]), sowie der gewichtete Absorptionsgrad α_w (Einzahlwert) gemäß EN ISO 11654 [ISO 11654] abgeschätzt werden (siehe Kapitel 3.2).
- Der *Transmission loss* TL in dB, im WinFLAG-Manual [VIGRAN MANUAL] „sound reduction index“ genannt, wird dann mitberechnet, falls die Absorberschichten nicht mit der „schallharten Wand“ abgeschlossen sind. Die bewertete Durchgangsdämpfung TL_w (in der Software R_w gemäß ISO 717 Teil 1) wird berechnet, falls ein diffuses Schallfeld und die Ausgabe der Daten in Terz-Bändern gewählt wurde.
- Ebenfalls berechnet wird die akustische Impedanz der Schichtung. Ist die Schichtung mit der „schallharten Wand“ abgeschlossen, entspricht diese Impedanz der Wandimpedanz für die angegebene Schalleinfallart.
- Alle Daten, die bisher erwähnt wurden, können für einen bestimmbaren Schalleinfallswinkel oder für ein diffuses Schallfeld berechnet werden.
- Alle Berechnungen können entweder für jeden Frequenzpunkt, oder als Mittelwert über die Terz-Bänder erfolgen.

- Es gibt ein Dokument-Fenster im Rich-Text-Format (rtf-file), in welches Absorberspezifikationen, Resultat-Tabellen und Diagramme eingefügt werden können.
- Resultate und Absorberspezifikationen können als Plain-Text-Datei (ASCII) oder als Microsoft-Excel-Datei exportiert werden.
- Kombinationen von unterschiedlichen Absorbern können als Datei gespeichert werden, um später wieder darauf zugreifen zu können. So kann z.B. eine Bibliothek unterschiedlicher Materialschichtungen angelegt werden.
- Unter dem Menüpunkt „sample size“ – „reverberation room“ kann man die Seitenlänge eines Quadrates einstellen, welches die Fläche eines in einen Hallraum eingebrachten Absorbers darstellt. Bei der Wahl des Menüpunktes „reverberation room“ ist es ausschließlich möglich den Absorptionsgrad berechnen zu lassen. Hierbei wird ein Absorptionsgrad α_{st} simuliert, so als ob in einem Hallraum gemessen werden würde.
- Es gibt eine spezielle Technik bei der eine endliche Fläche, einstellbar im Menü „sample size“ - „Transmission suite“, für die Simulation der Durchgangsdämpfung herangezogen wird. Dies bringt eine bessere Übereinstimmung der Daten mit gemessenen Werten, vor allem im tiefen Frequenzbereich und für kleine Messobjekte. Diese Technik gilt für den Fall des diffusen Schalleinfalls.
- Ohne die Eingabe einer Absorptionsfläche unter dem Menüpunkt „sample size“ wird immer mit Absorbern gerechnet, welche normal zu ihrer Schichtungsrichtung unendlich ausgedehnt sind.

3.2 Arten von Schallfeldern

Prinzipiell kann man in WinFLAG drei verschiedene Arten von Schalleinfall angeben, nämlich *Angle*, *Diffuse* und *Reverberation room*, bzw. *Winkel*, *Diffus* und *Hallraum*.

Angle (Winkel des Schalleinfall):

Hier kann man für die Berechnung des Absorptionsgrades $\alpha_0(\vartheta)$ den gewünschten Einfallswinkel der ebenen Schallwelle ϑ im Bereich von 0 – 90 Grad angeben. Null Grad bedeutet Schalleinfall normal zum Objekt, auch oft als senkrechter Schalleinfall bezeichnet.

$$\alpha_0(\vartheta) = \frac{4 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{w}\} \cdot \cos(\vartheta)}{\left[1 + \operatorname{Re}\{\underline{w}\} \cdot \cos(\vartheta)\right]^2 + \left[\operatorname{Im}\{\underline{w}\} \cdot \cos(\vartheta)\right]^2} \quad \text{siehe auch [AMT]}$$

\underline{w} stellt die normierte Wandimpedanz dar: $\underline{w} = \frac{W}{Z_0}$

Diffuse (Diffuser Schalleinfall):

In diesem Fall werden Mittelwerte des Absorptionsgrades und des Dämpfungsmaßes über alle möglichen Schalleinfallswinkel gebildet:

$$\alpha_{dif} = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha_0(\vartheta) \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta \quad \text{siehe auch [AMT]}$$

Reverberation room (Schalleinfall wie in einem Hallraum):

Diese Option bezieht sich ausschließlich auf die Berechnung des Absorptionsgrades. Hier wird eine Abschätzung des Absorptionsgrades berechnet, welcher in einem standardisierten Hallraum mit der selben Absorberkombination gemessen würde. Es wird davon ausgegangen, dass das Messobjekt eine quadratische Deckfläche besitzt. Der Standardwert für die Seitenlänge dieses Messobjektes beträgt 3,162 m, was einer Fläche von 10 m² entspricht.

$$\alpha_{st} = \frac{4 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{w}\}}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \vartheta}{|\underline{w} + Z_f|^2} \cdot d\vartheta \cdot d\theta$$

Z_f wird von Thomasson [THOMASSON] „Feldimpedanz“ genannt, welche abhängig ist von der Form und Größe des Absorbers, der Frequenz und des Schalleinfallswinkels. Im Allgemeinen muss der Schalleinfall durch den Einfallswinkel ϑ in Bezug auf Normalrichtung und den Azimutwinkel θ deklariert sein. Die Formel gilt allerdings nur für lokale Absorber. Bei

Absorbern, welche nach dem Resonanzprinzip funktionieren (z.B. Helmholtz-Resonatoren), ist die Güte der Ergebnisse nicht garantiert [VIGRAN MANUAL]. Dies stellt allerdings die Ergebnisse der Hallraumsimulationen aus Kap. 4 in Frage. Für Validierungsmessungen wäre es sinnvoll Helmholtz-Resonatoren aufzubauen und im Hallraum zu vermessen, siehe auch Kap. 5 und Kap. 6.2.

Wenn die Berechnung des Absorptionsgrades α_{st} in Terz-Bändern durchgeführt wird, ist es möglich, zusätzlich den bewerteten Absorptionsgrad α_w berechnen zu lassen. Dieser Absorptionsgrad ist ein Einzahlwert und wird laut EN ISO 11654 [ISO 11654] folgendermaßen ermittelt:

Aus den Absorptionsgradwerten in Terz-Bändern werden durch Bildung des arithmetischen Mittelwertes die Absorptionsgradwerte in Oktav-Bändern gebildet. Eine Bezugskurve mit folgenden Werten wird in Schritten von 0,05 an die ermittelten Absorptionsgradwerte angehängt, so dass die Summe der negativen Abweichungen 0,1 nicht überschreitet:

Frequenz	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
Wert	0,8	1,0	1,0	1,0	0,9

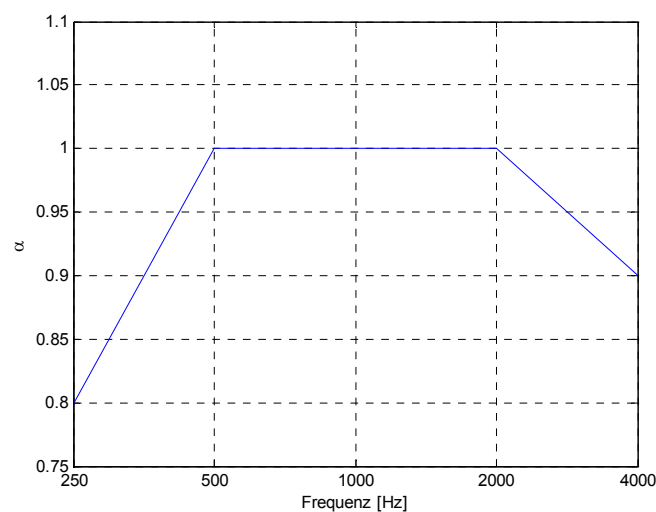


Abb. 3.1: Bezugskurve

Eine negative Abweichung ist dann gegeben, wenn der ermittelte Absorptionsgradwert für das jeweilige Oktav-Band kleiner ist, als der Wert für das gleiche Oktav-Band in der Bezugskurve. α_w ist nun jener Wert der verschobenen Bezugskurve bei 500 Hz.

Weiters gibt es noch Formindikatoren, welche andeuten, dass der ermittelte Absorptionsgradwert die Bezugskurve um mehr als 0,25 überschreitet. Ist dies für das Oktav-Band bei 250 Hz der Fall, so wird der Formindikator L angezeigt. M wird angezeigt, falls dies bei 500 Hz oder 1000 Hz der Fall ist und H , falls dies bei 2000 Hz oder 4000 Hz auftritt.

In Abb. 3.2 ist ein Beispiel zu sehen bei dem eine negative Abweichung bei 250 Hz besteht, welche aber $\leq 0,1$ ist. Das Ergebnis lautet hier $\alpha_w = 0,6$. Ein Formindikator muss hier nicht angegeben werden.

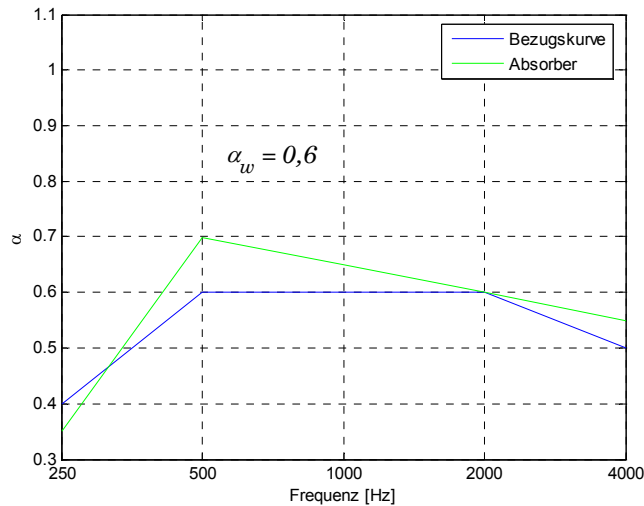


Abb. 3.2: Bezugskurve und Absorberkurve

Abb. 3.3 zeigt ein Beispiel, das bei 500 Hz eine Abweichung der Absorptionsgradkurve des Absorbers zur Bezugskurve aufweist, welche 0,25 überschreitet. Deshalb muss hier der Formindikator M für mittlere Frequenzen hinzugefügt werden. Das Ergebnis $\alpha_w = 0,6$ bleibt gleich, da die Summe der negativen Abweichungen $\leq 0,1$ ist.

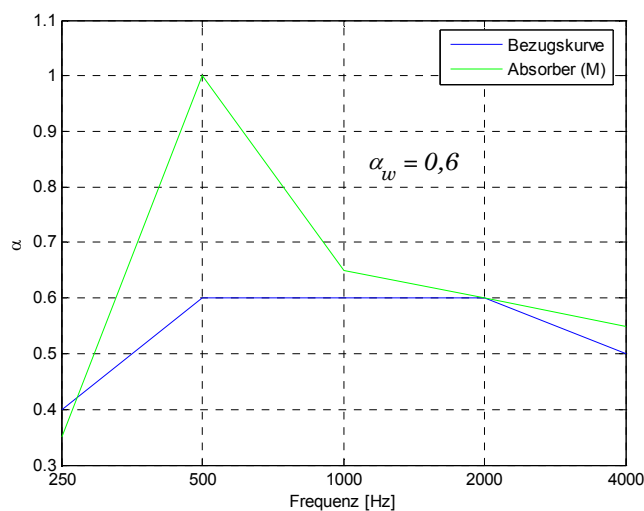


Abb. 3.3: Bezugskurve und Absorberkurve zur Erklärung des Formfaktors

Für detailliertere Ausführungen wird an dieser Stelle auf die Norm EN ISO 11654 [ISO 11654] verwiesen.

3.3 Modelle für poröse Materialien

An dieser Stelle werden die Modelle von porösen Absorbern aufgelistet, welche in WinFLAG Anwendung finden bzw. ausgewählt werden können.

- *Modell von Delany und Bazley* [DELANY BAZLEY]

Dieses Modell ist ein empirisches Modell und basiert auf einer großen Anzahl an Messungen von Materialien, welche eine Porosität von annähernd 1 besitzen. Der Eingabeparameter für dieses Modell ist die Strömungsresistanz der porösen Schicht.

- *Modell von Mechel* [MECHEL]

Dieses Modell ist eine Erweiterung des *Modells von Delany und Bazley*. Es verwendet einen theoretischen Ausdruck für das Verhalten bei tiefen Frequenzen (siehe Kap. 3.4.2), kombiniert mit einer Kurvenanpassung an die experimentellen Ergebnisse von Delany und Bazley im mittleren und hohen Frequenzbereich. Bei diesem Modell kommt als zusätzlicher Eingabeparameter noch die Porosität hinzu. Diese hat jedoch nur Einfluss auf die Resultate im tiefen Frequenzbereich, denn nur dort geht sie auch in die Berechnung ein. Mechel empfiehlt eine Porosität von 95%, weil dies für die meisten kommerziell erhältlichen Faserstoff-Materialien gilt.

- *Modell von Attenborough*
- *Modell von Allard und Johnson*

Auf die letzten beiden Modelle wurde in dieser Arbeit nicht eingegangen.

3.4 Modell des porösen Absorbers von Mechel

Kap. 3.4 bezieht sich weitestgehend auf [MECHEL]. Im Gegensatz zum schmalen Rechteck [TA] wird den Poren hier ein kreisrunder Querschnitt zu Grunde gelegt.

Das Ziel dieses Modells ist es, den porösen Absorber durch die komplexe Ausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_A$ und die Absorberimpedanz \underline{Z}_A zu beschreiben. Diese beiden Absorberkennwerte setzen sich bei dem *Modell des porösen Absorbers von Mechel* durch empirisch ermittelte Kurven im Bereich mittlerer und hoher Frequenzen (Kap. 3.4.1) und einem theoretischen Ausdruck im Bereich tiefer Frequenzen (Kap. 3.4.2) zusammen. In Kap. 3.4.3 wird ein Anpassungspunkt gesucht, in dem die kompl. Ausbreitungskonstante und die Absorberimpedanz der beiden Modelle (Delany-Bazley und Rayleigh) ineinander übergeführt werden und so das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* ergeben. Die letzten beiden Kapitel (3.4.4 und 3.4.5) von Kap. 3.4 sind als Ergänzung gedacht. Hier soll nur veranschaulicht werden, wie sich letztlich der Absorptionsgrad aus der kompl. Ausbreitungskonstante und der Absorberimpedanz bildet.

An den Stellen in diesem Kapitel, wo für die Materialkenngrößen des porösen Absorbers (Strömungsresistenz $\underline{\Xi}$ und Porosität σ) nach dem *Modell des porösen Absorbers von Mechel*, Werte eingesetzt werden, bezieht man sich auf das Material *mitteldichte Mineralwolle*. Dieses hat folgende Materialkenngrößen: Strömungsresistenz

$$\underline{\Xi} = 10400 \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^4} \right] \text{ und Porosität } \sigma = 0,95 .$$

3.4.1 Delany-Bazley-Modell

Das Delany-Bazley-Modell ist jenes empirisch ermittelte Modell, welches beim Modell von Mechel im Bereich mittlerer bis hoher Frequenzen Gültigkeit hat.

$$\underline{Z}_A = Z_0 \left[1 + 0,057 \left(\frac{\underline{\Xi}}{\rho \cdot f} \right)^{0,75} - j0,087 \left(\frac{\underline{\Xi}}{\rho \cdot f} \right)^{0,73} \right] \quad (3.1)$$

$$\underline{\Gamma}_A = k \left[0,189 \left(\frac{\underline{\Xi}}{\rho \cdot f} \right)^{0,59} + j \left(1 + 0,098 \left(\frac{\underline{\Xi}}{\rho \cdot f} \right)^{0,70} \right) \right] \quad (3.2)$$

Laut Delany und Bazley gilt folgende Beziehung:

$$0,01 \leq \frac{\rho \cdot f}{\underline{\Xi}} \leq 1$$

Damit gilt weiters (für mitteldichte Mineralwolle):

$$87[\text{Hz}] \leq f \leq 8667[\text{Hz}] \quad (3.3)$$

3.4.2 Rayleigh-Modell

Das *Rayleigh-Modell* ist ein theoretisch gewonnenes Modell und wird für den tiefen Frequenzbereich des *Modells von Mechel* verwendet.

Die Luftdichte in Zylindern mit Berücksichtigung der Viskosität von Luft

Druckkraft:

$$F_x = p_x \cdot A_x = [p(x) - p(x + dx)] \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{p(x) - p(x + dx)}{dx} \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx = -\frac{dp(x)}{dx} \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx \quad (3.4)$$

Trägheitskraft:

$$\underline{F}_x = m \cdot \underline{a}_x = \rho \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx \cdot \frac{dv_x}{dt} = j\omega\rho \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx \cdot \underline{v}_x \quad (3.5)$$

Bildet man nun das Kräftegleichgewicht zwischen der Druckkraft (3.4) und der Trägheitskraft (3.5) (beide in x-Richtung), so erhält man die Eulersche Bewegungsgleichung für verlustlose Medien.

$$-\frac{dp(x)}{dx} = j\omega\rho \cdot \underline{v}_x$$

Da wir es in diesem Kapitel aber mit porösen Absorbieren zu tun haben und somit mit verlustbehafteten Medien, kommt zu diesem Kräftegleichgewicht noch die Viskositätskraft (3.6) hinzu. Diese Kraft stellt die Wirkung der inneren Reibung von Luft dar. Genau beschrieben wird dieser Effekt der inneren Reibung von Luft, welcher in einer engen Grenzschicht an der Zylinderinnenoberfläche stattfindet, in [TA].

Viskositätskraft [analog TA]:

$$F_{Vis} = \frac{\partial \tau}{\partial r} \cdot A_{zyl} \cdot dr$$

$$\tau = \eta \cdot \frac{\partial v_x}{\partial r} \quad \text{Schubspannung}$$

$$A_{zyl} = 2\pi r \cdot dx \quad \text{Zylinderinnenoberfläche mit der Länge } dx \text{ in x-Richtung}$$

$$F_{Vis} = \frac{\partial}{\partial r} \left(2\pi r \cdot \eta \cdot dx \cdot \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \cdot dr \quad (3.6)$$

Kräftegleichgewicht:

$$\underbrace{-\frac{dp(x)}{dx} \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx}_{\text{Druckkraft}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} \left(2\pi r \cdot \eta \cdot dx \cdot \frac{\partial v_x(x,r)}{\partial r} \right) \cdot dr}_{\text{Viskositätskraft}} = \underbrace{j\omega\rho \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dx \cdot v_x(x,r)}_{\text{Trägheitskraft}}$$

$$-\frac{dp(x)}{dx} = j\omega\rho \cdot v_x(x,r) - \frac{\eta}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial v_x(x,r)}{\partial r} \right) = j\omega\rho \cdot v_x(x,r) - \frac{\eta}{r} \cdot \left(\frac{\partial v_x(x,r)}{\partial r} + r \cdot \frac{\partial^2 v_x(x,r)}{\partial r^2} \right)$$

Die folgende Gleichung stellt nun die Bessel-Dgl 2.Ordnung dar, welche die Bewegungsmechanismen in r -Richtung beschreibt:

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{dp(x)}{dx} = \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} - \underbrace{j\omega\rho \cdot \frac{1}{\eta}}_{u^2} \right] \cdot v_x(x,r) \quad u = \sqrt{-\frac{j\omega\rho}{\eta}}$$

Die homogene Lsg. dieser Dgl. beinhaltet die Bessel-Funktion nullter Ordnung J_0 . Die partikuläre Lsg. stellt die Eulersche Bewegungsgleichung der ungestörten Welle in einiger Entfernung zur Zylinderinnenoberfläche dar (keine Verluste durch innere Reibung) [ZWIKKER].

$$v_x(x,r) = \underbrace{-\frac{1}{j\omega\rho} \cdot \frac{dp(x)}{dx}}_{\text{part. Lsg.}} + \underbrace{G \cdot J_0(u \cdot r)}_{\text{hom. Lsg.}} \quad (\text{ohne Herleitung})$$

Unter der Randbedingung, dass die Schnelle an der Zylinderinnenoberfläche ($r = R$) zu Null wird, kann G berechnet werden:

$$G = \frac{1}{j\omega\rho} \cdot \frac{dp(x)}{dx} \cdot \frac{1}{J_0(u \cdot R)}$$

Daraus folgt die Formel für das Schallschnelleprofil über den gesamten Zylinderquerschnitt wie folgt:

$$v_x(x,r) = -\frac{1}{j\omega\rho} \cdot \frac{dp(x)}{dx} \left(1 - \frac{J_0(u \cdot r)}{J_0(u \cdot R)} \right)$$

Da in weiterer Folge die kompl. Eulersche Bewegungsgleichung aufgestellt wird und in dieser die mittlere Schallschnelle vorkommt, muss diese jetzt gebildet werden. Dies geschieht über die Mittelwertbildung der Besselfunktion nullter Ordnung:

$$\bar{J}_0(u \cdot r) = \frac{1}{R^2 \pi} \int_0^R J_0(u \cdot r) \cdot 2\pi r \cdot dr$$

Notwendiges mathematisches Wissen zur Integration von Besselfunktionen:

$$\int_0^b x \cdot J_0(ax) \cdot dx = \frac{1}{a} \int_0^b ax \cdot J_0(ax) \cdot dx = \frac{x}{a} \cdot J_1(ax) \Big|_0^b = \frac{b}{a} \cdot J_1(ab)$$

$$\bar{J}_0(u \cdot R) = \frac{2\pi}{u \cdot R^2 \pi} \int_0^R u \cdot r \cdot J_0(u \cdot r) \cdot dr = \frac{2}{u \cdot R^2} \cdot r \cdot J_1(u \cdot r) \Big|_0^R = \frac{2}{u \cdot R} \cdot J_1(u \cdot R)$$

Die mittlere Schallschnelle lautet nun:

$$\bar{v}_x(x) = -\frac{1}{j\omega\rho} \cdot \frac{dp(x)}{dx} \left(1 - \frac{2}{u \cdot R} \cdot \frac{J_1(u \cdot R)}{J_0(u \cdot R)} \right) \quad (3.7)$$

An dieser Stelle wird nun, verpackt in die kompl. Eulersche Bewegungsgleichung, die kompl. Dichte eingeführt. In der ursprünglichen Form der Eulerschen Bewegungsgleichung ist die Luftdichte in freier Umgebung der Proportionalitätsfaktor zwischen Schalldruckgefälle und Luftteilchenbeschleunigung. Hier wirkt nun die kompl. Luftdichte im porösen Absorber als Proportionalitätsfaktor in der Eulerschen Bewegungsgleichung.

$$-\frac{dp(x)}{dx} = \underline{\rho} \cdot \frac{d\bar{v}_x(x)}{dt} \quad (3.8)$$

Setzt man nun Gl.(3.7) in Gl.(3.8) ein, erhält man daraus die komplexe Luftdichte in Zylindern (eines porösen Absorbers).

$$\underline{\rho} = \frac{\rho}{1 - \frac{2}{u \cdot R} \cdot \frac{J_1(u \cdot R)}{J_0(u \cdot R)}}$$

Die folgende Konversion von $u \cdot R$ wird vorgenommen, damit n und $\sqrt{-j}$ als separate Produktglieder angeschrieben werden können. Dadurch lassen sich einerseits die Reihenentwicklungen der Besselfunktionen (J_0 und J_1) leichter durchführen und andererseits kann n [Gl. (3.9)], an späterer Stelle (siehe Gl. (3.18)), direkt eingesetzt werden.

$$u \cdot R = n \sqrt{-j}$$

$$\text{Es gilt somit: } n = \sqrt{\omega \cdot \rho \cdot \frac{1}{\eta}} \cdot R \quad (3.9)$$

Im Gültigkeitsbereich der folgenden Ungleichung liegt eine Poiseuille-Strömung in den Poren des Absorbers vor. In diesem Bereich gelten nach [ZWIKKER] die Näherungsgleichungen (3.41) und (3.42) des Rayleigh-Modells.

$$n < 1 \quad (3.10)$$

Die Bedingung $n < 1$ ist erfüllt für tiefe Frequenzen oder enge Poren.

Poiseuille-Strömung: laminare Stömung eines homogenen Fluids (in diesem Fall Luft) durch ein Rohr.

$$\underline{\rho} = \frac{\rho}{1 - \frac{2}{n\sqrt{-j}} \cdot \frac{J_1(n\sqrt{-j})}{J_0(n\sqrt{-j})}} \quad (3.11)$$

Frequenzbereichseinschränkung: Wie schon zuvor erwähnt, setzt sich das Mechel-Modell aus einem theoretischen Teil im tiefen Frequenzbereich und einem empirischen Teil (siehe Kap. 3.4.1) im mittleren und hohen Frequenzbereich zusammen. Da in diesem Kapitel der theoretische Teil des Mechel-Modells hergeleitet wird, ist an dieser Stelle nur jener Frequenzbereich von Interesse, welcher durch Ungleichung (3.10) definiert ist.

Wird Gl. (3.9) in die Ungleichung (3.10) eingesetzt, ergibt sich daraus folgende Frequenzbereichseinschränkung für das *Rayleigh-Modell*:

$$\sqrt{\frac{\omega \cdot \rho}{\eta}} \cdot R < 1$$

Mit $R = \sqrt{\frac{8 \cdot \eta}{\sigma \cdot \Xi}}$ (siehe Gl. (3.20)) gilt:

$$f < \frac{\eta}{2\pi\rho \cdot \left(\frac{8 \cdot \eta}{\sigma \cdot \Xi}\right)} = \frac{\Xi \cdot \sigma}{16 \cdot \pi \cdot \rho} = 163 \text{ [Hz]} \quad (3.12)$$

Unter dieser Bedingung werden die folgenden Reihenentwicklungen der Bessel-Funktionen nach dem dritten Glied abgebrochen, da alle weiteren Terme bereits verschwindend klein werden.

Allgemeiner Ansatz für die Reihenentwicklung:

$$J_v(z) = \left(\frac{z}{2}\right)^v \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\left(-\frac{z^2}{4}\right)^i}{i!(v+i)!} \quad (3.13)$$

$$J_0(n\sqrt{-j}) = 1 + \frac{1}{4}jn^2 - \frac{1}{64}n^4 \quad (3.14)$$

$$J_1(n\sqrt{-j}) = \frac{1}{2}n\sqrt{-j} \cdot \left(1 + \frac{1}{8}jn^2 - \frac{1}{192}n^4\right) \quad (3.15)$$

In weiterer Folge ergibt sich $\underline{\rho}$ durch Einsetzen von Gl. (3.14) und Gl. (3.15) in Gl. (3.11) zu:

$$\underline{\rho} = \frac{\rho}{1 - \frac{2 \cdot \frac{1}{2} \cdot n \sqrt{-j} \cdot \left(1 + \frac{1}{8} j n^2 - \frac{1}{192} n^4\right)}{n \sqrt{-j} \cdot \left(1 + \frac{1}{4} j n^2 - \frac{1}{64} n^4\right)}} = \rho \cdot \frac{1 + \frac{1}{4} j n^2 - \frac{1}{64} n^4}{1 + \frac{1}{4} j n^2 - \frac{1}{64} n^4 - \left(1 + \frac{1}{8} j n^2 - \frac{1}{192} n^4\right)} = \rho \cdot \frac{1 + \frac{1}{4} j n^2 - \frac{1}{64} n^4}{\frac{1}{8} j n^2 - \frac{1}{96} n^4} \quad (3.16)$$

Das Ergebnis der Gl. (3.16) kann mittels Polynomdivision vereinfacht werden. Dabei wird die Polynomdivision nach dem zweiten Glied abgebrochen, da alle weiteren Glieder bereits verschwindend klein sind (siehe Polynomdivision (3.17)).

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{1}{4} j n^2 - \frac{1}{64} n^4\right) : \left(\frac{1}{8} j n^2 - \frac{1}{96} n^4\right) &= \frac{8}{j n^2} + \frac{4}{3} \\ \pm 1 \pm \frac{1}{12} j n^2 & \\ \frac{1}{6} j n^2 - \frac{1}{64} n^4 & \\ \pm \frac{1}{6} j n^2 \mp \frac{1}{72} n^4 & \\ \underbrace{\left(\frac{1}{72} - \frac{1}{64}\right) n^4}_{\text{Rest}} & \end{aligned} \quad (3.17)$$

Wird nun das Ergebnis aus der Polynomdivision (3.17) in Gl. (3.16) eingefügt, folgt daraus Gl. (3.18) wie folgt:

$$\underline{\rho} = \rho \cdot \left(\frac{4}{3} + \frac{8}{j n^2}\right) \quad (3.18)$$

Wird in Gl. (3.18) für n Gl. (3.9) eingesetzt, folgt daraus, die vom Porenradius und der Frequenz abhängige Formel für die komplexe Dichte:

$$\underline{\rho} = \frac{4}{3} \rho + \frac{1}{j \omega} \cdot \frac{8 \eta}{R^2} \quad (3.19)$$

Herleitung der Poiseuilleschen Widerstandsformel für ein Rohrbündel

Ausgegangen wird hier wieder von der kompl. Eulerschen Bewegungsgleichung in die nun die kompl. Luftdichte anstatt der Luftdichte in freier Umgebung (ohne Berandung) eingesetzt wird:

$$-\frac{d\underline{p}(x)}{dx} = \underline{\rho} \cdot \frac{d\underline{v}_x(x)}{dt} = j\omega\underline{\rho} \cdot \underline{v}_x(x)$$

Laut [TA, Gl.(2.4)] ist die innere Strömungsimpedanz folgendermaßen definiert:

$$\underline{\Xi}_i = -\frac{d\underline{p}(x)}{dx} \cdot \frac{1}{\underline{v}_x(x)} = j\omega\underline{\rho} = j\omega\frac{4}{3}\rho + \frac{8\eta}{R^2}$$

Da ja nur die äußere Strömungsimpedanz gemessen werden kann, wird auf die innere mittels der Porosität des porösen Absorbers umgerechnet:

$$\underline{\Xi} = \frac{\underline{\Xi}_i}{\sigma} = j\omega\frac{4}{3} \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot \rho + \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{8\eta}{R^2}$$

Die Strömungsresistenz ist nun der Realteil der Strömungsimpedanz:

$$\boxed{\Xi = \operatorname{Re}\{\underline{\Xi}\} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{8\eta}{R^2}} \quad (3.20)$$

Gl. (3.20) stellt nun die Poiseuillesche Widerstandsformel für ein Rohrbündel dar. Ab hier ist es möglich, den Porenradius durch die Strömungsresistenz Ξ und die Porosität σ auszudrücken, siehe Gl. (3.43) und Gl. (3.44).

Der Kompressionsmodul von Luft in Rohren unter Beachtung der Wärmeleitung

Wärmegleichung [ZWIKKER] bzw. in ähnlicher Form [TA]:

$$\frac{\partial \underline{\Theta}'}{\partial t} = \frac{\partial \underline{\delta}}{\partial t} + \frac{\nu}{C_p \cdot \rho} \Delta \underline{\Theta}' \quad \underline{\Theta}' = \frac{\underline{\Theta}}{(\kappa - 1) \cdot T_{\underline{=}}}$$

Geht man von harmonischen Größen aus, kann man die Wärmegleichung als Zeigergleichung anschreiben. Darüber hinaus kann man den Laplace-Operator für Zylinderkoordinaten folgendermaßen anschreiben: $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$. Da hier aber keine φ -Abhängigkeit besteht, kann der Term des Laplace-Operatores, welcher diese beinhaltet, weggelassen werden:

$$j\omega \underline{\Theta}(x, r)' = j\omega \underline{\delta} + \frac{\nu}{C_p \cdot \rho} \left(\frac{\partial^2 \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r} \right)$$

Wird nun die komplexe Verdichtung $\underline{\delta}$ durch Gleichung [TA, Gl. (1.34)] ersetzt ($\underline{\Theta} = \underline{\Theta}' \cdot (\kappa - 1) \cdot T_{\underline{=}}$ laut [ZWIKKER]),

$$\underline{\delta} = \frac{\underline{p}}{p_{\underline{=}}} - \frac{\underline{\Theta}}{T_{\underline{=}}} = \frac{\underline{p}}{p_{\underline{=}}} - \frac{\underline{\Theta}' \cdot (\kappa - 1) \cdot T_{\underline{=}}}{T_{\underline{=}}} = \frac{\underline{p}}{p_{\underline{=}}} - \underline{\Theta}' \cdot \kappa + \underline{\Theta}' \quad (3.21)$$

erhält man:

$$j\omega \underline{\Theta}(x, r)' = j\omega \left(\frac{\underline{p}(x)}{p_{\underline{=}}} - \underline{\Theta}(x, r)' \cdot \kappa + \underline{\Theta}(x, r)' \right) + \frac{\nu}{C_p \cdot \rho} \cdot \left(\frac{\partial^2 \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\nu}{C_p \cdot \rho} \cdot \left(\frac{\partial^2 \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r} \right) - j\omega \cdot \underline{\Theta}(x, r)' \cdot \kappa = -j\omega \cdot \frac{\underline{p}(x)}{p_{\underline{=}}}$$

$$\frac{\partial^2 \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{\Theta}(x, r)'}{\partial r} - j\omega \cdot \frac{C_p \cdot \rho \cdot \kappa}{\nu} \cdot \underline{\Theta}(x, r)' = -j\omega \cdot \frac{C_p \cdot \rho}{\nu} \cdot \frac{\underline{p}(x)}{p_{\underline{=}}}$$

Aus [TA, Gl. (1.35)] folgt: $T_{\underline{=}} = \frac{p_{\underline{=}}}{(\kappa - 1) \cdot C_V \cdot \rho} \quad (3.22)$

$$\underline{\Theta}' = \frac{C_V \cdot \rho}{p_{\underline{=}}} \cdot \underline{\Theta}$$

Letztendlich folgt die endgültige Form der Wärmegleichung:

$$\frac{\partial^2 \underline{\Theta}(x, r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{\Theta}(x, r)}{\partial r} - \underbrace{j\omega \cdot \frac{C_p \cdot \rho \cdot \kappa}{v}}_{u_1^2} \cdot \underline{\Theta}(x, r) = -j\omega \cdot \frac{\underline{p}(x)}{v} \cdot \kappa \quad (3.23)$$

Diese Wärmegleichung stellt wiederum eine Besselsche Differentialgleichung dar. Die Lösung dieser Differentialgleichung kann laut [ZWIKKER] folgendermaßen in die partikuläre und die homogene Lösung aufgeteilt werden. Die partikuläre Lösung stellt die in einiger Entfernung zur Rohrrinnenoberfläche zu erwartende adiabatische Schalltemperatur dar [TA]:

$$\underline{\Theta}(x, r) = \underbrace{\frac{\underline{p}(x)}{C_p \cdot \rho}}_{\text{part. Lsg.}} + \underbrace{G \cdot J_0(u_1 \cdot r)}_{\text{hom. Lsg.}} \quad (\text{ohne Herleitung})$$

Unter der Randbedingung, dass die Schalltemperatur an der Rohrrinnenoberfläche zu Null wird ($\underline{\Theta} = 0$ und $r = R$), berechnet sich G zu:

$$G = -\frac{\underline{p}(x)}{C_p \cdot \rho} \cdot \frac{1}{J_0(u_1 \cdot R)}$$

$$\underline{\Theta}(x, r) = \frac{\underline{p}(x)}{C_p \cdot \rho} \cdot \left(1 - \frac{J_0(u_1 \cdot r)}{J_0(u_1 \cdot R)} \right) \quad (3.24)$$

Um nun die Verdichtung zu erhalten, setzt man die Gl. (3.24) und Gl. (3.22) in die Gl. (3.21) ein:

$$\begin{aligned} \underline{\delta}(x, r) &= \frac{\underline{p}(x)}{p_{=}} - \frac{\underline{p}(x)}{p_{=}} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \left[1 - \frac{J_0(u_1 \cdot r)}{J_0(u_1 \cdot R)} \right] = \\ &= \frac{\underline{p}(x)}{p_{=}} \cdot \left[1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{J_0(u_1 \cdot r)}{J_0(u_1 \cdot R)} \right] \\ \underline{\delta}(x, r) &= \frac{\underline{p}(x)}{K_{ad}} \cdot \left[1 + (\kappa - 1) \cdot \frac{J_0(u_1 \cdot r)}{J_0(u_1 \cdot R)} \right] \end{aligned} \quad (3.25)$$

In Gl. (3.25) stellt der erste Term die adiabatische Verdichtung in einiger Entfernung zur Rohrrinnenoberfläche dar.

Die folgende Konversion von $u_1 \cdot R$ wird vorgenommen, damit n und $\sqrt{-j}$ als separate Produktglieder angeschrieben werden können. Dadurch lassen sich einerseits die Reihenentwicklungen der Besselfunktionen (J_0 und J_1) leichter durchführen und andererseits kann n [Gl. (3.9)], an späterer Stelle (siehe *Term 2* in Gl. (3.34)), direkt eingesetzt werden.

$$u_1 \cdot R = \sqrt{-j\omega \frac{C_p \cdot \rho \cdot \kappa}{\nu}} \cdot R = H \cdot n \cdot \sqrt{-j}$$

$$H = \sqrt{\frac{\eta \cdot \kappa \cdot C_p}{\nu}} \quad (3.26)$$

Äquivalent zur Herleitung der Gl. (3.7) folgt die Mittelwertbildung der Verdichtung über den Rohrquerschnitt:

$$\bar{\delta} = \frac{p(x)}{K_{ad}} \cdot \left[1 + (\kappa - 1) \cdot \frac{2}{H \cdot n \cdot \sqrt{-j}} \cdot \frac{J_1(H \cdot n \cdot \sqrt{-j})}{J_0(H \cdot n \cdot \sqrt{-j})} \right] \quad (3.27)$$

Der Schalldruck ist definiert als Produkt aus Kompressionsmodul und Verdichtung. In diesem Fall ist der Schalldruck das Produkt aus dem komplexen Kompressionsmodul und der mittleren Verdichtung Gl. (3.27) (über den Rohrquerschnitt). Die Verdichtung verändert sich von der isothermen Verdichtung an der Rohrinnenoberfläche hin zur adiabatischen Verdichtung in einiger Entfernung zur Rohrinnenoberfläche. In dem kleinen Bereich zwischen isothermer und adiabatischer Verdichtung (reell) ist die Verdichtung komplex. Einen merklichen Unterschied der mittleren Verdichtung von der adiabatischen Verdichtung bekommt man also erst bei sehr engen Röhren (Grenzschicht oder Übergangsbereich zwischen adiabatischer und isothermer Verdichtung ist im Bereich des Rohrradius):

$$\underline{p}(x) = \underline{K} \cdot \bar{\delta}$$

Daraus folgt der komplexe Kompressionsmodul:

$$\underline{K} = \frac{\underline{p}(x)}{\bar{\delta}} = \frac{K_{ad}}{1 + (\kappa - 1) \cdot \frac{2}{H \cdot n \cdot \sqrt{-j}} \cdot \frac{J_1(H \cdot n \cdot \sqrt{-j})}{J_0(H \cdot n \cdot \sqrt{-j})}} \quad (3.28)$$

Mit dem allgemeinen Ansatz für die Reihenentwicklung der Besselfunktionen folgt (siehe Gl. (3.13)):

$$J_0(H \cdot n \cdot \sqrt{-j}) = 1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{4} - \frac{(H \cdot n)^4}{64} \quad (3.29)$$

$$J_1(H \cdot n \cdot \sqrt{-j}) = \frac{H \cdot n \cdot \sqrt{-j}}{2} \cdot \left(1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} - \frac{(H \cdot n)^4}{192} \right) \quad (3.30)$$

Auch hier werden die Reihenentwicklungen der Bessel-Funktionen nach dem dritten Glied abgebrochen, da alle weiteren Terme bereits verschwindend klein werden.

In weiterer Folge ergibt sich \underline{K} durch Einsetzen von Gl. (3.29) und Gl. (3.30) in Gl. (3.28) zu:

$$\underline{K} = \frac{K_{ad}}{1 + (\kappa - 1) \cdot \frac{1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} - \frac{(H \cdot n)^4}{192}}{1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{4} - \frac{(H \cdot n)^4}{64}}} \quad (3.31)$$

Die Gl. (3.31) kann mittels Polynomdivision (3.32) zu Gl. (3.33) vereinfacht werden. Dabei wird die Polynomdivision nach dem zweiten Glied abgebrochen, da alle weiteren Glieder bereits verschwindend klein sind (siehe Polynomdivision (3.32) und Bedingung (3.10)).

$$\begin{aligned} & \left(1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} - \frac{(H \cdot n)^4}{192} \right) : \left(1 + j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{4} - \frac{(H \cdot n)^4}{64} \right) = 1 - j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} \\ & \frac{\pm 1 \pm j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{4} \mp \frac{(H \cdot n)^4}{64}}{-j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} + \frac{(H \cdot n)^4}{96}} \\ & \frac{\mp j \cdot \frac{(H \cdot n)^2}{8} \pm \frac{(H \cdot n)^4}{32} \pm j \cdot \frac{(H \cdot n)^6}{512}}{\underbrace{-\frac{(H \cdot n)^4}{48} - j \cdot \frac{(H \cdot n)^6}{512}}_{\text{Rest}}} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Somit folgt:

$$\underline{K} = \frac{K_{ad}}{1 + (\kappa - 1) \cdot \left(1 - j \cdot \frac{1}{8} \cdot (H \cdot n)^2 \right)} \quad (3.33)$$

Durch konjugiert komplexes Erweitern der Gl. (3.33) folgt:

$$\underline{K} = \frac{K_{ad} \cdot \left[\kappa + j \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot (H \cdot n)^2 \right]}{\kappa^2 + \underbrace{\left[(\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot (H \cdot n)^2 \right]^2}_{\text{Term 2}}} \quad (3.34)$$

Nachdem n kleiner als 1 sein soll, ist der *Term 2* im Nenner zu vernachlässigen. Um dies zu zeigen, wird die Gl. (3.26) und $n=0,99$ als obere Gültigkeitsgrenze für Gl. (3.10) in den *Term 2* eingesetzt):

$$\begin{aligned} \text{Term 2} &= \left[(\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot (H \cdot n)^2 \right]^2 = \left[(\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot \left(\sqrt{\frac{\eta \cdot \kappa \cdot C_p}{\nu}} \cdot n \right)^2 \right]^2 = \\ &= \left[0,4 \cdot \frac{1}{8} \cdot \left(\sqrt{\frac{1,8 \cdot 10^{-5} \cdot 1,4 \cdot 1010}{2,6 \cdot 10^{-2}}} \cdot 0,99 \right)^2 \right]^2 = 0,0023 \approx 0 \end{aligned}$$

Da *Term 2* zu Null wird und $K_{ad} = \kappa \cdot p_{=}$ gilt, ergibt sich \underline{K} zu:

$$\underline{K} = p_{=} \cdot \left[1 + j \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{1}{8} \cdot (H \cdot n)^2 \right] \quad (3.35)$$

Werden nun noch die Gleichungen (3.26) und (3.9) in Gl. (3.35) eingesetzt, ergibt sich \underline{K} letztendlich zu:

$$\underline{K} = p_{=} \cdot \left[1 + j \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho \cdot R^2}{\nu} \right] \quad (3.36)$$

Komplexe Ausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_A$ und Absorberimpedanz \underline{Z}_A

An dieser Stelle sind alle physikalischen Größen bestimmt, um die kompl. Ausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_A$ und die Absorberimpedanz \underline{Z}_A des Absorbers anschreiben zu können [ZWIKKER] bzw. in ähnlicher Form [TA]:

$$\underline{\Gamma}_A = j\omega \cdot \sqrt{\frac{\underline{\rho}}{\underline{K}}} \quad (3.37)$$

$$\underline{Z}_A = \sqrt{\underline{\rho} \cdot \underline{K}} \quad (3.38)$$

Setzt man Gl. (3.19) und Gl. (3.36) in Gl. (3.37) ein, erhält man die komplexe Ausbreitungskonstante $\left(c^2 = \frac{\kappa \cdot p_{\underline{=}}}{\rho} = \frac{K_{ad}}{\rho}\right)$:

$$\underline{\Gamma}_A = j\omega \sqrt{\frac{\rho}{K}} = j\omega \sqrt{\frac{\frac{4}{3}\rho + \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{8\eta}{R^2}}{\frac{\underline{p}_{\underline{=}}}{\rho \cdot c^2} \cdot \left[1 + j \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho \cdot R^2}{\nu}\right]}} \quad (3.39)$$

Die Gl. (3.39) kann mittels Polynomdivision (3.40) zu Gl. (3.41) vereinfacht werden. Dabei wird die Polynomdivision nach dem dritten Glied abgebrochen, da alle weiteren Glieder bereits verschwindend klein sind.

$$\begin{aligned} \underline{\Gamma}_A^2 &= \left(-\omega^2 \cdot \frac{4}{3} \cdot \rho + j\omega \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2}\right) : \left(\frac{c^2 \cdot \rho}{\kappa} + j \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot c^2 \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho^2 \cdot R^2}{\nu}\right) = -\omega^2 \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{\kappa}{c^2} + j\omega \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2} \cdot \frac{\kappa}{c^2 \cdot \rho} + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot (\kappa - 1) \cdot \kappa \cdot \frac{C_p \cdot \eta}{\nu} \\ &\quad \mp \omega^2 \cdot \frac{4}{3} \cdot \rho \mp j\omega^3 \cdot \frac{1}{6} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho^2 \cdot R^2}{\nu} \\ &\quad \frac{j\omega \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2} + j\omega^3 \cdot \frac{1}{6} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho^2 \cdot R^2}{\nu}}{R^2} \\ &\quad \pm j\omega \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2} \mp \omega^2 \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho \cdot \eta}{\nu} \\ &\quad \frac{\omega^2 \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho \cdot \eta}{\nu} + j\omega^3 \cdot \frac{1}{6} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho^2 \cdot R^2}{\nu}}{\nu} \\ &\quad \pm \omega^2 \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho \cdot \eta}{\nu} \pm j\omega^3 \cdot \frac{1}{8} \cdot (\kappa - 1)^2 \cdot \frac{C_p^2 \cdot \rho^2 \cdot R^2 \cdot \eta}{\nu^2} \\ &\quad \underbrace{j\omega^3 \cdot \frac{1}{6} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{C_p \cdot \rho^2 \cdot R^2}{\nu} - j\omega^3 \cdot \frac{1}{8} \cdot (\kappa - 1)^2 \cdot \frac{C_p^2 \cdot \rho^2 \cdot R^2 \cdot \eta}{\nu^2}}_{\text{Rest}} \end{aligned} \quad (3.40)$$

$$\begin{aligned} \underline{\Gamma}_A^2 &= -\omega^2 \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{\kappa}{c^2} + j\omega \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2} \cdot \frac{\kappa}{c^2 \cdot \rho} + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot (\kappa - 1) \cdot \kappa \cdot \frac{C_p \cdot \eta}{\nu} = \\ &= \frac{j \cdot 8 \cdot \omega \cdot \eta \cdot \kappa}{\rho \cdot c^2 \cdot R^2} \cdot \left[1 + \frac{1}{6} \cdot \frac{j\omega \cdot R^2 \cdot \rho}{\eta} - \frac{1}{8} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{j\omega \cdot R^2 \cdot C_p \cdot \rho}{\nu}\right] \end{aligned}$$

$$\underline{\Gamma}_A = \sqrt{\frac{j \cdot 8 \cdot \omega \cdot \eta \cdot \kappa}{\rho \cdot c^2 \cdot R^2} \cdot \left[1 + \frac{1}{6} \cdot \frac{j \omega \cdot R^2 \cdot \rho}{\eta} - \frac{1}{8} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{j \omega \cdot R^2 \cdot C_p \cdot \rho}{\nu} \right]} \quad (3.41)$$

Um die Absorberimpedanz zu erhalten, setzt man Gl. (3.19) und Gl. (3.36) in Gl. (3.38) ein:

$$\underline{Z}_A = \sqrt{\left(\frac{4}{3} \rho + \frac{1}{j \omega} \cdot \frac{8 \eta}{R^2} \right) \cdot \frac{\rho}{\kappa} \cdot \left[1 + j \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho \cdot R^2}{\nu} \right]}$$

$$\underline{Z}_A = \sqrt{\frac{4}{3} \cdot \frac{\rho^2 \cdot c^2}{\kappa} + \frac{8 \cdot \eta \cdot \rho \cdot c^2}{\omega \cdot R^2 \cdot \kappa} \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho \cdot R^2}{\nu} \cdot (\kappa - 1) + j \left[\frac{4}{3} \cdot \frac{\rho^2 \cdot c^2}{\kappa} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{\omega \cdot C_p \cdot \rho \cdot R^2}{\nu} - \frac{8 \cdot \eta \cdot \rho \cdot c^2}{\omega \cdot R^2 \cdot \kappa} \right]}$$

$$\underline{Z}_A = \sqrt{\frac{\rho^2 \cdot c^2}{\kappa} \cdot \left[\frac{4}{3} + \frac{(\kappa - 1) \cdot \eta \cdot C_p}{\nu} \right] + j \cdot \frac{\rho \cdot c^2}{\kappa} \cdot \left[\frac{1}{6} \cdot \frac{(\kappa - 1) \cdot \rho^2 \cdot \omega \cdot C_p \cdot R^2}{\nu} - \frac{8 \cdot \eta}{\omega \cdot R^2} \right]}$$

Eine zweite Möglichkeit die Absorberimpedanz anzuschreiben, ist jene, bei der die Absorberimpedanz durch die komplexe Ausbreitungskonstante ausgedrückt wird:

$$\underline{Z}_A = \sqrt{\underline{\rho} \cdot \underline{K}} = \sqrt{\frac{\rho^2}{\underline{K}}} = \frac{j \omega \rho}{j \omega \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\underline{K}}}} = \frac{j \omega \rho}{\underline{\Gamma}_A}$$

$$\underline{Z}_A = \frac{j \omega \cdot \left(\frac{4}{3} \cdot \rho + \frac{1}{j \omega} \cdot \frac{8 \cdot \eta}{R^2} \right)}{\underline{\Gamma}_A} \quad (3.42)$$

Die Gleichungen (3.41) und (3.42) gelten für $n < 1$. In diesem Fall ist nämlich die Bedingung der Poiseuille-Stömung in den Poren erfüllt.

Mit der Gl. (3.20) werden die Gleichungen (3.41) und (3.42) unabhängig vom Porenradius. Die Abhängigkeit besteht nun von der Porosität und der Strömungsresistenz des Absorbers, welche normalerweise (durch Herstellerangaben) eher bekannt sind als der Porenradius.

$$\underline{\Gamma}_A = \sqrt{j \omega \cdot \frac{\kappa}{\rho \cdot c^2} \cdot \underline{\varepsilon} \cdot \underline{\sigma} - \frac{4}{3} \cdot k^2 \cdot \kappa + k^2 \cdot (\kappa - 1) \cdot \kappa \cdot \frac{\eta \cdot C_p}{\nu}} \quad (3.43)$$

$$\underline{Z}_A = \frac{\underline{\varepsilon} \cdot \underline{\sigma} + j \omega \cdot \frac{4}{3} \cdot \rho}{\underline{\Gamma}_A} \quad (3.44)$$

Werden nun alle physikalischen Konstanten in den Gleichungen (3.43) und (3.44) durch ihre Zahlenwerte ersetzt, folgt daraus:

$\kappa = 1,4$	Adiabatexponent
$\eta = 1,8 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} = \frac{\text{Ns}}{\text{m}^2} \right]$	dynamische Viskosität von Luft
$C_p = 1010 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$	Wärmekapazität von Luft bei konst. Druck
$\nu = 2,6 \cdot 10^{-2} \left[\frac{\text{J}}{\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{K}} \right]$	Wärmeleitfähigkeit von Luft (20°C)
$\rho = 1,2 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$	Luftdichte (20°C)
$c = 343 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	Schallgeschwindigkeit (20°C)

$$\underline{\Gamma}_A = \sqrt{-\omega^2 \cdot 1,254 \cdot 10^{-5} + j\omega \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot 9,916 \cdot 10^{-6}} \quad (3.45)$$

$$\underline{Z}_A = \frac{\varepsilon \cdot \sigma + j\omega \cdot 1,6}{\sqrt{-\omega^2 \cdot 1,254 \cdot 10^{-5} + j\omega \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot 9,916 \cdot 10^{-6}}} \quad (3.46)$$

3.4.3 Anpassung der Modelle aneinander

Gl.(3.1) u. Gl.(3.2) bzw. Gl.(3.45) u. Gl.(3.46) sind das Produkt zweier verschiedener Herangehensweisen und müssen deshalb in einem noch zu bestimmenden Frequenzbereich ineinander übergeführt werden.

Mit Gl. (3.3) ist der Gültigkeitsbereich des *Delany-Bazley-Modells* und mit Gl. (3.12) der Gültigkeitsbereich des *Rayleigh-Modells* definiert. Führt man diese Frequenzbereichseinschränkungen zusammen, ergibt sich folgender Frequenzbereich in dem die Anpassung der beiden Theorien (Rayleigh und Delany-Bazley) aneinander durchgeführt werden kann:

$$87[\text{Hz}] \leq f < 163[\text{Hz}] \quad (3.47)$$

Hier ist darauf zu achten, dass der Frequenzbereich aus Gl.(3.47) oberhalb des Bereiches liegt, für den der Realteil der Wandimpedanz (Delany-Bazley-Modell) negativ ausfallen kann (siehe Kap. 3.4.4).

Die Anpassung der Kurven aneinander erfolgt laut [MECHEL] durch Änderung der Koeffizienten des *Delany-Bazley-Modells* (Gleichungen (3.1) und (3.2)), um die Unstetigkeiten der Absorberimpedanz und der komplexen Ausbreitungskonstante an den Übergangsstellen zwischen dem *Rayleigh-Modell* und dem *Delany-Bazley-Modell* möglichst gering zu halten. Dadurch entsteht ein *Delany-Bazley-Modell mit veränderten Koeffizienten* (Gleichungen (3.48) und (3.49)), wobei *Koeff 1* und *Koeff 2* die veränderten Koeffizienten darstellen.

$$\underline{\Gamma}_A = k \cdot \left[0,189 \cdot \left(\frac{\underline{\varepsilon}}{\rho \cdot f} \right)^{\frac{0,62}{\text{Koeff}1}} + j \left(1 + 0,098 \cdot \left(\frac{\underline{\varepsilon}}{\rho \cdot f} \right)^{0,70} \right) \right] \quad (3.48)$$

$$\underline{Z}_A = Z_0 \cdot \left[\left(1 + \underbrace{0,049}_{\text{Koeff}2} \cdot \left(\frac{\underline{\varepsilon}}{\rho \cdot f} \right)^{0,75} \right) - j 0,087 \cdot \left(\frac{\underline{\varepsilon}}{\rho \cdot f} \right)^{0,73} \right] \quad (3.49)$$

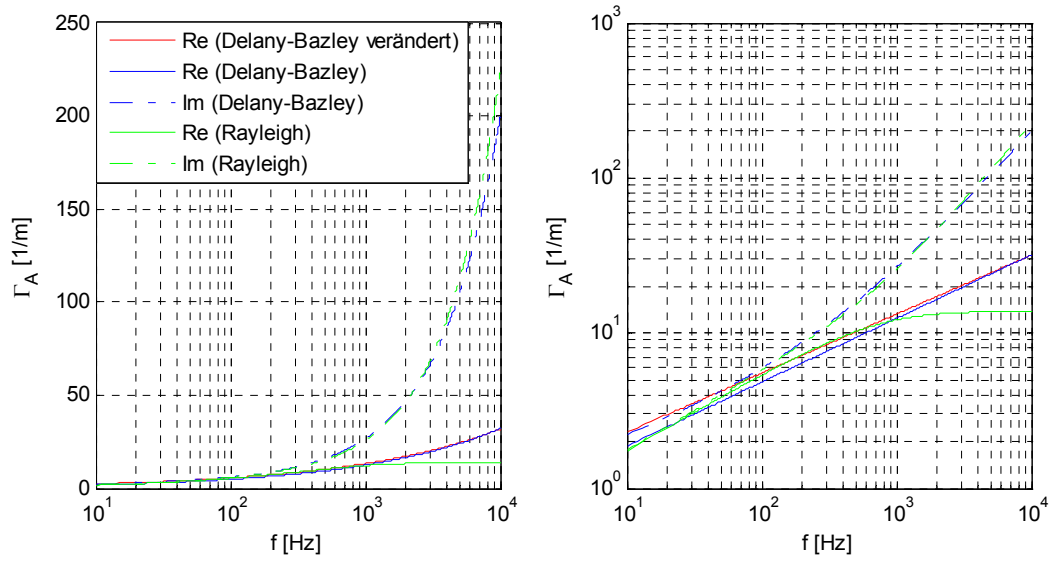


Abb. 3.4: Frequenzgang der Ausbreitungskonstante für die Delany-Bazley-Formel und die Rayleigh-Formel (mitteldichte Mineralwolle) **links:** logarithmisch; **rechts:** doppelt logarithmisch

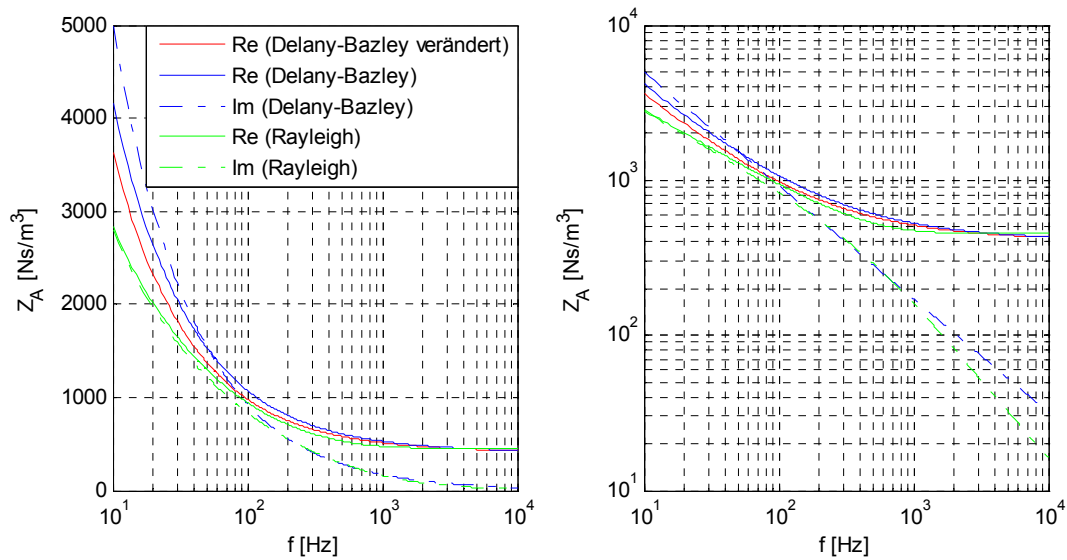


Abb. 3.5: Frequenzgang der Absorberimpedanz für die Delany-Bazley-Formel und die Rayleigh-Formel (mitteldichte Mineralwolle) **links:** logarithmisch; **rechts:** doppelt logarithmisch

Für diese Anpassung wurde eine Frequenz von $f = 144[\text{Hz}]$ gewählt. Diese Frequenz liegt nahe genug an der unteren Grenze der Ungleichung (3.3), um den Frequenzbereich des *Delany-Bazley-Modells mit veränderten Koeffizienten* nicht unnötig zu beschneiden, andererseits so weit von dieser Grenze entfernt, um die Vorzeichenfehler im Realteil der Wandimpedanz einer Absorberschicht mit Sicherheit zu vermeiden (siehe Kap. 3.4.4) [MECHEL]. Da diese Frequenz auch im Bereich der Ungleichung (3.47) liegt, wird diese Frequenz für die Anpassung herangezogen:

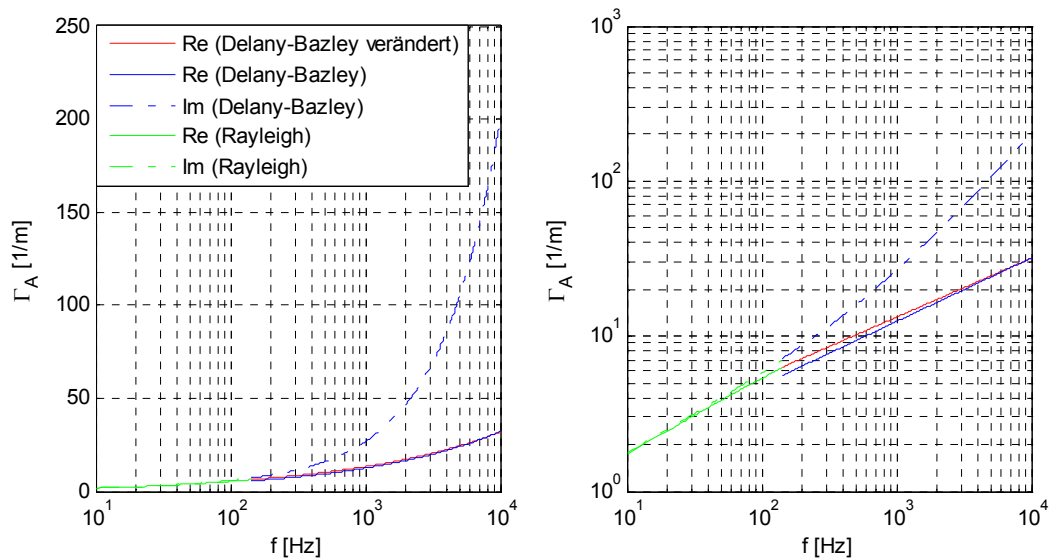


Abb. 3.6: Frequenzgang der Ausbreitungskonstante (mitteldichte Mineralwolle) mit angepassten Kurven
links: logarithmisch; **rechts:** doppelt logarithmisch

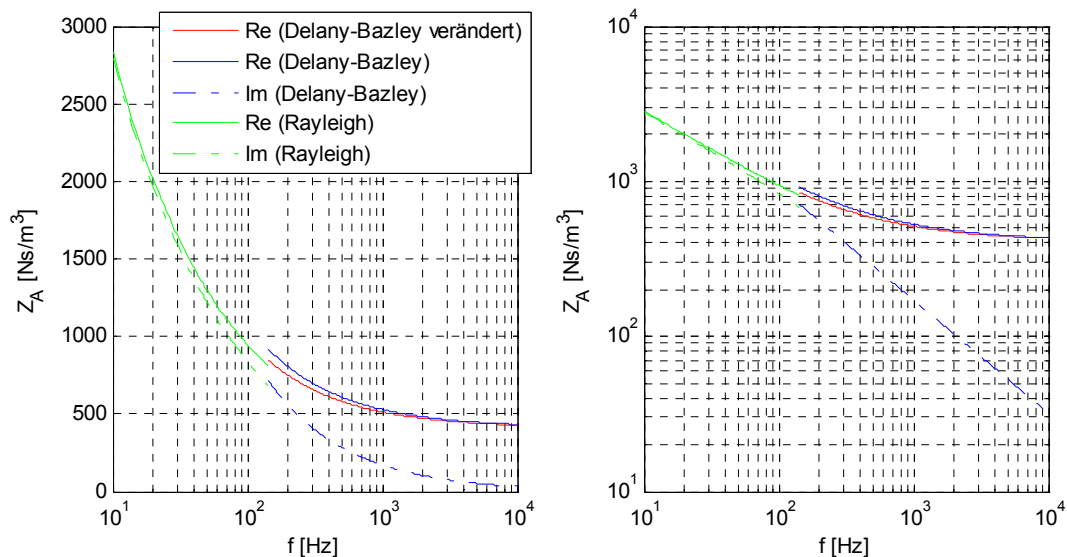


Abb. 3.7: Frequenzgang der Absorberimpedanz (mitteldichte Mineralwolle) mit angepassten Kurven
links: logarithmisch; **rechts:** doppelt logarithmisch

3.4.4 Wandimpedanz des porösen Absorbers

Die Wandimpedanz \underline{W}_d wird durch den Quotienten des Schalldruckes \underline{p} und der Schallschnelle \underline{v} im Abstand der Absorberdicke d von der schallharten Wand gebildet. Die zur Bildung der Wandimpedanz benötigten Größen, Schalldruck und Schallschnelle bilden sich in diesem Fall durch Superposition der zur Wand hin- und rücklaufenden Schallwelle.

$$\underline{W}_d = \frac{\underline{p}(-d)}{\underline{v}(-d)} = \underline{Z}_A \coth(\underline{\Gamma}_A \cdot d) = \underline{Z}_A \frac{1}{\tanh(\underline{\Gamma}_A \cdot d)} \quad \text{[TA]} \quad (3.50)$$

Bei unendlicher Schichtdicke eines porösen Absorbers (rücklaufende Schallwelle wird im Absorber so weit bedämpft, dass sie bei Austritt an der Absorberoberfläche vernachlässigt werden kann) ist die Wandimpedanz gleich der Absorberimpedanz. Abhängig von Strömungsresistenz und Frequenz gibt es immer Schichtdicken, die als unendlich ausgedehnt angesehen werden können. Allerdings ist dies (vor allem bei tiefen Frequenzen) in der Praxis kaum realisierbar. Aus diesem Grund kommt der Wandimpedanz in Bezug auf die Bildung des Absorptionsgrades eine große Bedeutung zu.

Nähere Informationen zu diesem Thema, siehe [TA].

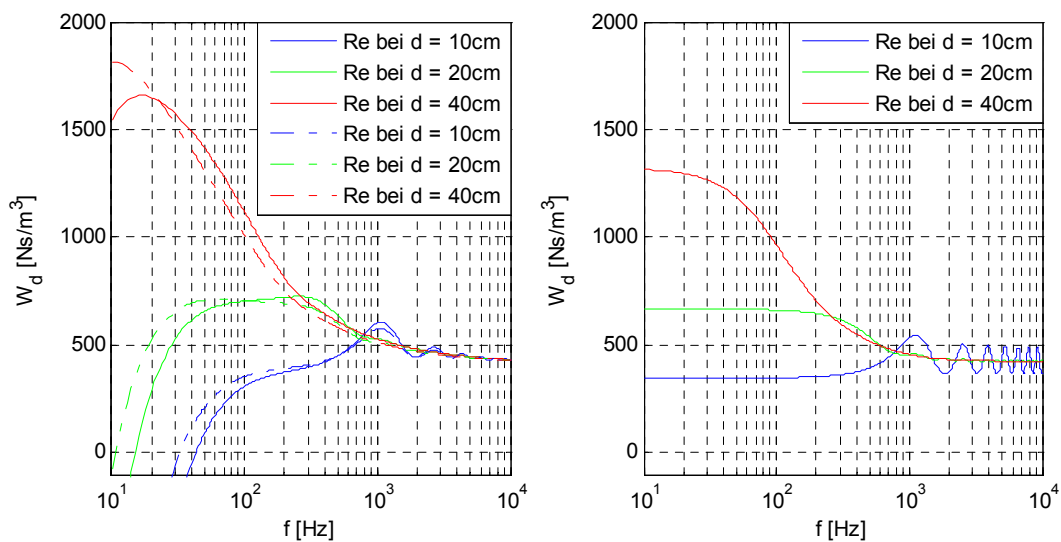


Abb. 3.8: Realteile der Frequenzgänge der Wandimpedanz einer porösen Schicht bei verschiedenen Dicken d (mitteldichte Mineralwolle) **links:** durchgezogen für das Delany-Bazley-Modell und strichpunktiert für das Delany-Bazley-Modell mit veränderten Koeffizienten; **rechts:** für das Rayleigh-Modell

Aus Abb. 3.8 ist ersichtlich, dass der Realteil der Wandimpedanz einer Absorberschicht, für das Delany-Bazley-Modell, negativ ausfallen kann (bei niedrigen Frequenzen oder hohen Strömungsresistenzen), was beim Rayleigh-Modell nicht der Fall ist. Da die negativen Werte der Wandimpedanz beim Delany-Bazley-Modell keine physikalische Grundlage besitzen, wird dieses Modell im tiefen Frequenzbereich durch das Rayleigh-Modell ersetzt.

3.4.5 Schallabsorptionsgrad des porösen Absorbers

Aus der Wandimpedanz berechnet sich der Schallabsorptionsgrad eines endlich ausgedehnten porösen Absorbers, für senkrechten Schalleinfall folgendermaßen [TA]:

$$\alpha_d = \frac{4 \cdot Z_0 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{W}_d\}}{[\operatorname{Re}\{\underline{W}_d\} + Z_0]^2 + \operatorname{Im}^2\{\underline{W}_d\}}$$

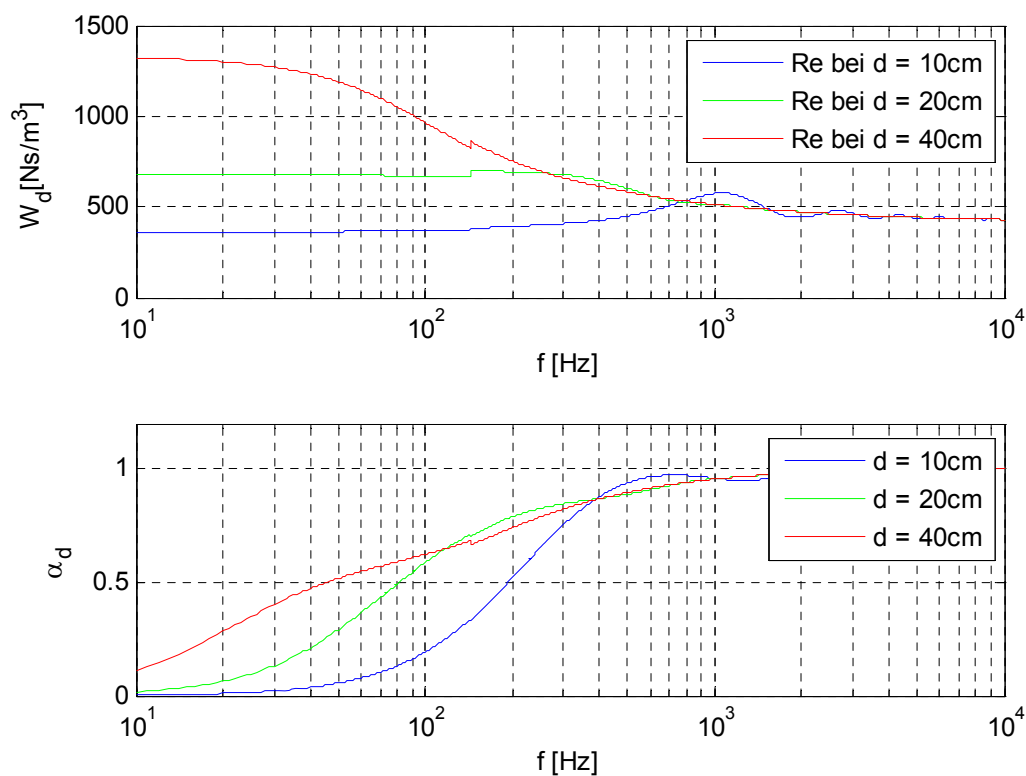


Abb. 3.9: Frequenzgänge der Wandimpedanz und des Absorptionsgrades (mitteldichte Mineralwolle) für verschiedene Schichtdicken nach dem *Modell des porösen Absorbers von Mechel*

Die Unstetigkeitsstellen in den Frequenzgängen der Wandimpedanzen und der Absorptionsgrade sind darauf zurückzuführen, dass die Absorberimpedanzen und Ausbreitungskonstanten an der Übergangsstelle der beiden Modelle nicht genau übereinstimmen (siehe Abb. 3.6 und Abb. 3.7). In Abb. 3.9 sieht man allerdings auch, dass diese Unstetigkeitsstellen einen unwesentlichen Einfluss auf die Absorptionsgradkurven haben.

3.5 WinFLAG vs. Matlab-Tool 1 vs. Matlab-Tool 2

In diesem Unterkapitel wird ein Versuch unternommen, aufzuzeigen, nach welchen Kriterien die Software WinFLAG die Schallabsorptionsgradkurven berechnet. Nachdem die Eingabeparameter für die Software bekannt sind, kann man den Referenzen aus der Bedienungsanleitung nachgehen, auch beim Softwarehersteller selbst nachfragen [VIGRAN] und so auf die Berechnungsmethodik der Software schließen. Um diese Schlussfolgerungen zu untermauern, werden die Simulationsergebnisse von WinFLAG und Matlab-Tool 2, ein Simulationswerkzeug, welches dieser Arbeit entstammt, miteinander verglichen. Zusätzlich werden diese beiden Werkzeuge mit einem dritten Simulationswerkzeug verglichen, nämlich mit Matlab-Tool 1 aus der Projektarbeit von Jan Bräuer [BRÄUER].

Alle Berechnungen und Visualisierungen in diesem Unterkapitel, außer Abb. 3.18, wo die Plattendichte variabel ist, beziehen sich auf senkrechten Schalleinfall und folgende Parameter des Schlitzplatten-Resonators:

Schicht 1: Schlitzplatte	b	[mm]	4	Schlitzbreite
	B	[mm]	100	Schlitzabstand
	l_0	[mm]	15	Plattenstärke
	ρ_P	[kg/m ³]	460	Plattenmaterialdichte
Schicht 2: Luftpolster	d	[mm]	400	Wandabstand
Schicht 3: Schallharte Wand	-	-	-	-

Tabelle 3.1: Absorberparameter

Der Schlitzplatten-Resonator ist aus drei Komponenten zusammengesetzt siehe Tabelle 3.1: Die vorderste Komponente stellt eine Schlitzplatte dar, die mittlere Komponente ist ein Luftpolster und die letzte Schicht ist eine „schallharte Wand“. Diese drei Schichten stellen zusammen den einfachsten Fall eines Helmholtz-Resonators dar. Im Inneren des Resonators befindet sich weder ein poröser Absorber, noch ein zusätzlicher Strömungswiderstand in Form eines Vlieses direkt hinter der Schlitzplatte. Wie vorher in Kap. 2 beschrieben, stellt dieser Resonator ein Masse-Feder-Dämpfer-Resonanzsystem dar.

Zuerst werden die Simulationsergebnisse der drei Simulationswerkzeuge, WinFLAG, Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2 anhand einer Grafik verglichen. Anschließend wird näher auf die Simulationswerkzeuge Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2 eingegangen.

In Abb. 3.10 erkennt man die Unterschiede der einzelnen Berechnungswerkzeuge. Matlab-Tool 2 und WinFLAG weisen in Bezug auf die Resonanzfrequenz tendenziell ein sehr ähnliches Verhalten auf. Matlab-Tool 1 weicht diesbezüglich jedoch recht deutlich von den anderen beiden ab. Die Gründe dafür werden folgend erarbeitet:

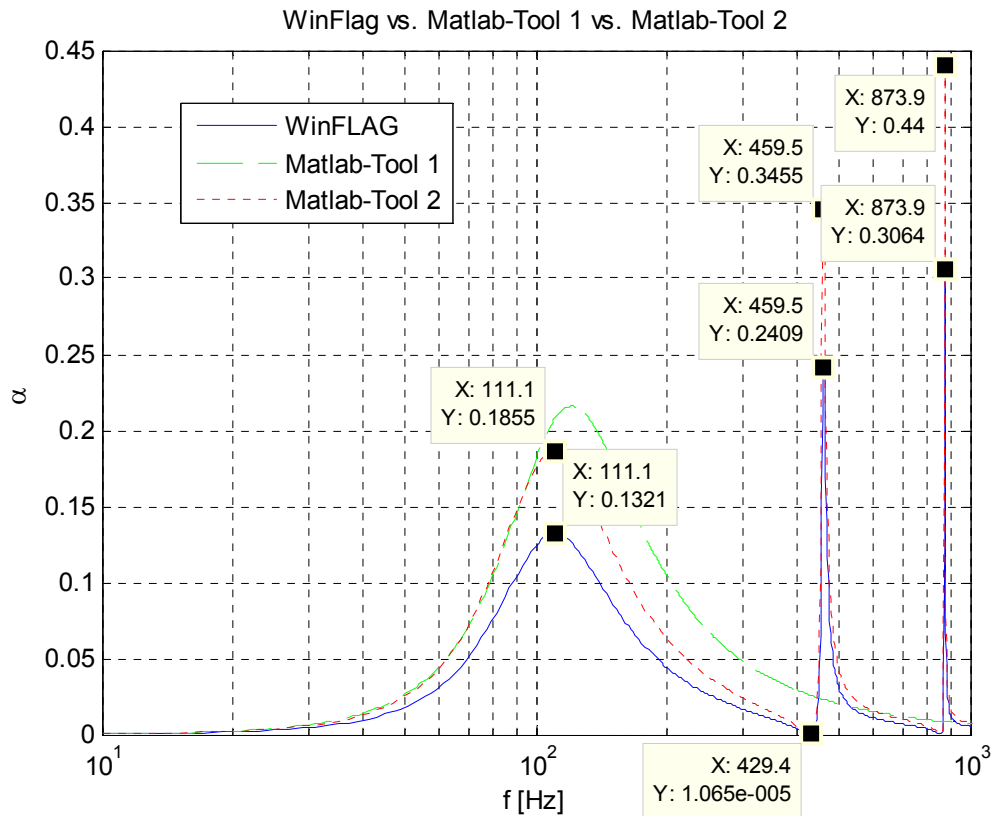


Abb. 3.10: Frequenzgänge des Absorptionsgrades aus WinFLAG, Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2

Matlab-Tool 1

Dies ist ein Simulationswerkzeug aus der Projektarbeit von Jan Bräuer [BRÄUER], welches die Berechnung der Wandimpedanz nach Kap. 2.1.2 durchführt. Aus der Wandimpedanz kann nach Gl. (2.7) der Absorptionsgrad α berechnet werden.

Matlab-Tool 2

Dieses Simulationswerkzeug entstammt dieser Arbeit. Hierbei wurde durch Überlegungen und Berechnungen versucht, die Berechnungsmethodik des Schallabsorptionsgrades α von WinFLAG nachzustellen.

Für dieses Werkzeug wurde die allgemeine Form der Federsteife s_1 verwendet. Außerdem kommt hier auch noch der effektive Massenbelag m_{SP} der Schlitzplatte hinzu, welcher das Resonanzsystem in einem bestimmten Frequenzbereich zusätzlich beeinflusst.

Die Federsteife s_1 des sich zwischen Deckplatte und „schallharter“ Wand befindenden Luftpolsters ergibt sich laut [MÖSER] zu:

$$s_1 = \omega \cdot Z_0 \cdot \cot(k \cdot d) \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^3} \right]$$

Dies liegt daran, dass man beim realen Helmholtz-Resonator auch die von der „schallharten“ Wand reflektierte Schallwelle und somit die Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle in Betracht ziehen muss.

Laut [MÖSER] gilt s nur, so lange die Wellenlänge λ groß gegenüber dem Wandabstand d ist. Er bezieht in diese Aussage weiters mit ein, dass dies im gesamten Bereich des tiefsten „Gipfels“ (Resonanzüberhöhung bei f_0) gilt. In Abb. 3.11 ist jedoch deutlich zu erkennen, dass die Federsteifen s und s_1 des Luftpolsters hinter der Deckplatte des Absorbers ab ca. 70Hz anfangen deutlich auseinander zu laufen, f_0 liegt jedoch ca. bei 110 Hz. Ab diesem Frequenzbereich gilt s eigentlich schon nicht mehr und ist durch s_1 zu ersetzen. Hier ist λ immerhin noch um das ca. 12-fache größer als d , vergleiche mit Gl. (2.14) für Plattenresonatoren.

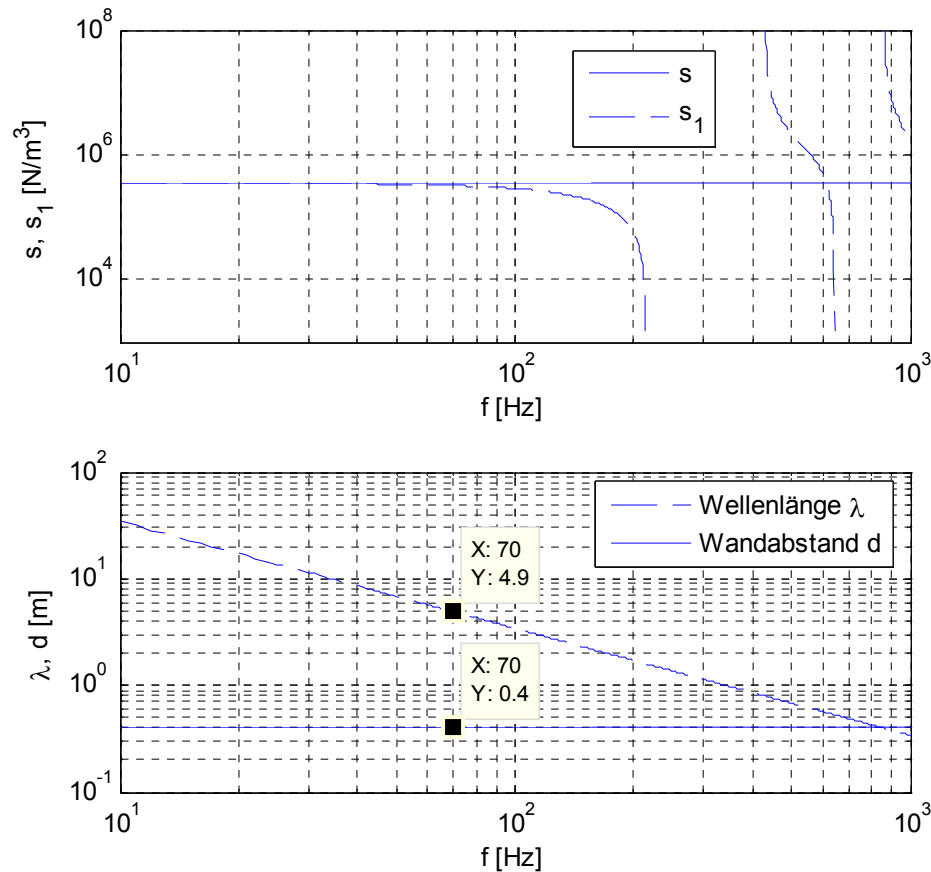


Abb. 3.11: oben: Veranschaulichung der Federsteifen s (Matlab-Tool 1) und s_1 (Matlab-Tool 2); unten: Gegenüberstellung von Wellenlänge und Wandabstand

Der zweite Unterschied zwischen der Berechnungsart des Schallabsorptionsgrades in Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2 ist, dass im Matlab-Tool 2 auch die Plattenmasse in die Berechnung miteinbezogen wird.

Der effektive Massenbelag der Schlitzplatte ergibt sich zu:

$$m_{SP} = \frac{\rho_P (l_0 + 2\Delta l)}{1 - \varepsilon}$$

Das $1 - \varepsilon$ im Nenner der obigen Gleichung ist notwendig, da für die Bestimmung der Plattenmasse in diesem Fall die Schlitzlöcher nicht berücksichtigt werden dürfen.

$$\underline{W}_1 = R + j\omega m$$

Strömungswiderstand der Platte plus Luftmassenimpedanz in den Öffnungen der Platte

$$\underline{W}_2 = j\omega m_{SP}$$

Massenimpedanz der Platte (3.51)

Laut [VIGRAN] besteht beim realen Helmholtz-Resonator, bei dem die Platte selbst auch in Schwingung versetzt werden kann, eine Parallelschaltung aus \underline{W}_1 und \underline{W}_2 .

$$\underline{W}_3 = \frac{\underline{W}_1 \cdot \underline{W}_2}{\underline{W}_1 + \underline{W}_2}$$

$$\underline{W}_4 = \frac{s_1}{j\omega} \quad \text{Wandimpedanz der Luftschicht im Resonator} \quad (3.52)$$

$$\underline{W} = \underline{W}_3 + \underline{W}_4$$

$$\underline{W} = \frac{\omega^2 \cdot R \cdot m_{SP}^2 + j\omega m_{SP} \cdot (R^2 + \omega^2 \cdot m^2 + \omega^2 \cdot m \cdot m_{SP})}{R^2 + \omega^2 \cdot (m + m_{SP})^2} - j \cdot Z_0 \cdot \cot(k \cdot d) \quad (3.53)$$

$$k = \frac{\omega}{c} \quad \text{Wellenzahl in Luft}$$

Durch Veränderung der Wandimpedanz laut Gl. (2.4) auf jene laut Gl. (3.53) ergibt sich der eindeutige Unterschied der Ergebnisse der Schallabsorptionsgradkurven in Abb. 3.10 zwischen der Berechnung mittels Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2.

$$\text{Im}\{\underline{W}(f_0)\} = 0$$

$$\underline{W}(f_0) = \frac{\omega^2 \cdot R \cdot m_{SP}^2}{R^2 + \omega^2 (m + m_{SP})^2} \quad \text{für } m \ll m_{SP} \text{ folgt:}$$

$$\underline{W}(f_0) = \frac{\omega^2 \cdot R \cdot m_{SP}^2}{R^2 + \omega^2 \cdot m_{SP}^2} = \frac{R}{\frac{R^2}{\omega^2 \cdot m_{SP}^2} + 1} \approx R \quad (3.54)$$

Gl. (3.54) gilt für alle Schlitz- bzw. Lochplatten-Resonatoren bei denen der Massenbelag der Luft in den Schlitzen bzw. Löchern m sehr klein gegenüber dem Massenbelag der Schlitz- bzw. Lochplatte m_{SP} ist und wo das Produkt aus Kreisfrequenz ω und Plattenmasse m_{SP} klein gegenüber dem Strömungswiderstand des Resonators ist. Dies ist in der Praxis meistens der Fall. Eine Ausnahme bilden sogenannte mikroperforierte Resonatoren, bei denen die Loch- bzw. Schlitzplatte aus einer Folie besteht und Resonatoren aus Materialien mit sehr geringer Dichte (z.B. Balsaholz), siehe dazu Abb. 3.12.

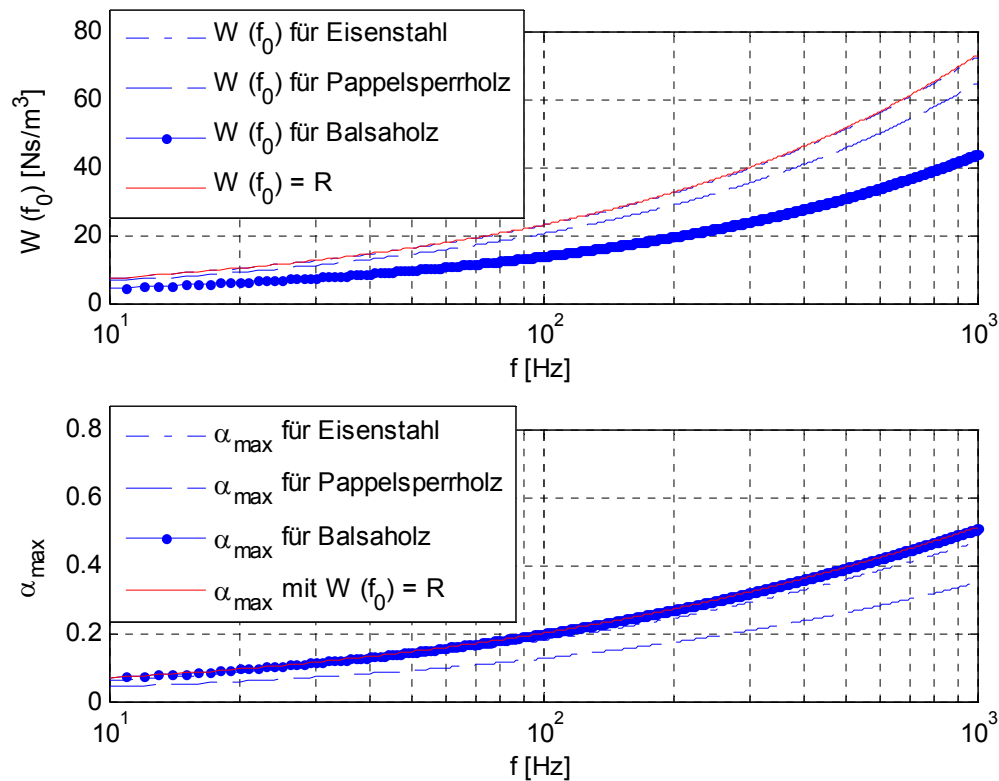


Abb. 3.12: oben: Wandimpedanzen bei f_0 für verschiedene Materialien und für die Wandimpedanz gleich dem Strömungswiderstand über der Frequenz f_0 aufgetragen (reell); unten: Absorptionsgradmaxima für verschiedene Materialien und für die Wandimpedanzen gleich dem Strömungswiderstand über der Frequenz f_0 aufgetragen

Die Aussage von Gl. (3.54) ist außerdem graphisch in Abb. 3.13 und Abb. 3.14 dargestellt. Auch in Kap. 4.2.5 wird auf dieses Thema noch genauer eingegangen.

Daraus folgt, dass die Abweichungen der Berechnungsergebnisse mittels WinFLAG und Matlab-Tool 2 an einer unterschiedlichen Bestimmungsmethode des Strömungswiderstandes R der Schlitzplatte liegen, da die Wandimpedanz im Resonanzfall, für die in der Praxis üblichen Plattenmaterialien, näherungsweise nur von R abhängt. Bei mikroperforierten Resonatoren gilt dies allerdings nur eingeschränkt. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass in WinFLAG eine andere Berechnungsmethodik zur Bestimmung des Strömungswiderstandes Verwendung findet, oder dass für die Berechnungen in WinFLAG reale, interpolierte Strömungswiderstände aus Impedanzrohrmessungen herangezogen werden.

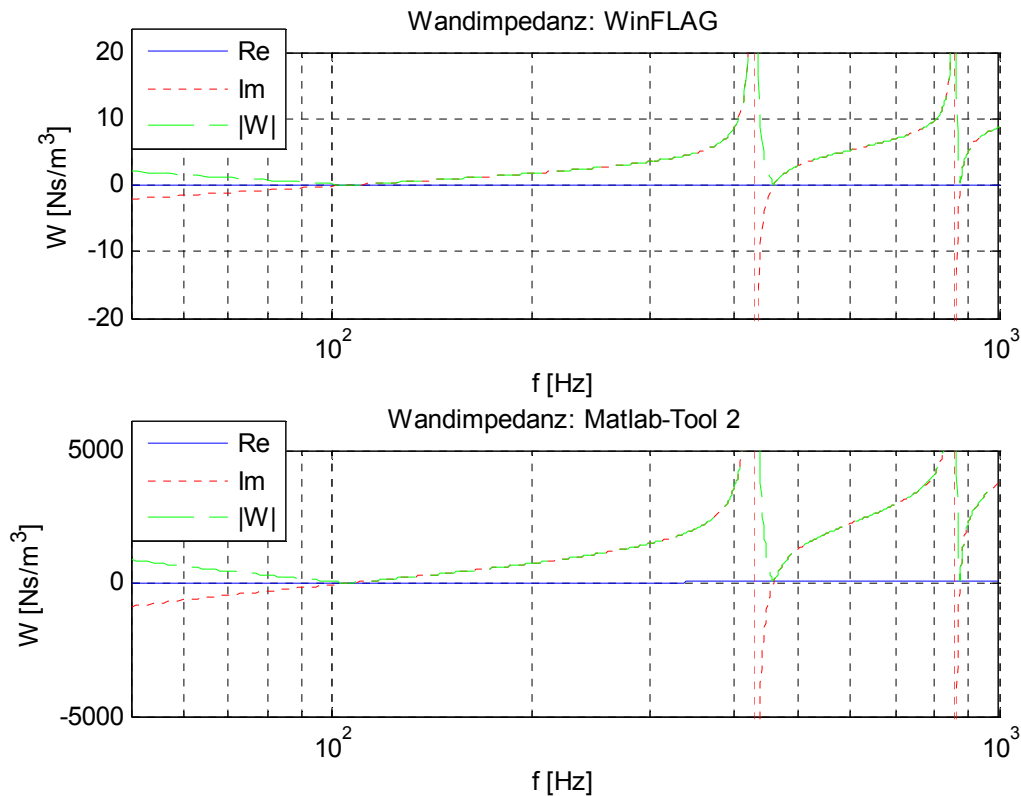


Abb. 3.13: Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators; **Oben:** Mit WinFLAG berechnet; **Unten:** Mit Matlab-Tool 2 berechnet

Durch unterschiedliche Strömungswiderstände verändert sich neben der Amplitude der Absorptionsgradkurve auch die Resonanzfrequenz und die Halbwertsbreite des gesamten Systems. Die Veränderung der Resonanzfrequenz liegt daran, dass die Wandimpedanz für einen Resonator nach Gl. (3.53) berechnet wird und nicht nach Gl. (2.4), siehe Kap. 2.1.2.

Für die Erstellung der Abb. 3.14 wurde zum Strömungswiderstand R ein fiktiver und unrealistisch hoher Strömungswiderstand von $1000 \left[\text{Ns/m}^3 \right]$ hinzuaddiert, um zu zeigen, dass durch Variation des Strömungswiderstandes nicht nur der Realteil der Wandimpedanz, sondern auch deren Imaginärteil und somit die gesamte Charakteristik der Wandimpedanz verändert wird, siehe Gl. (3.53).

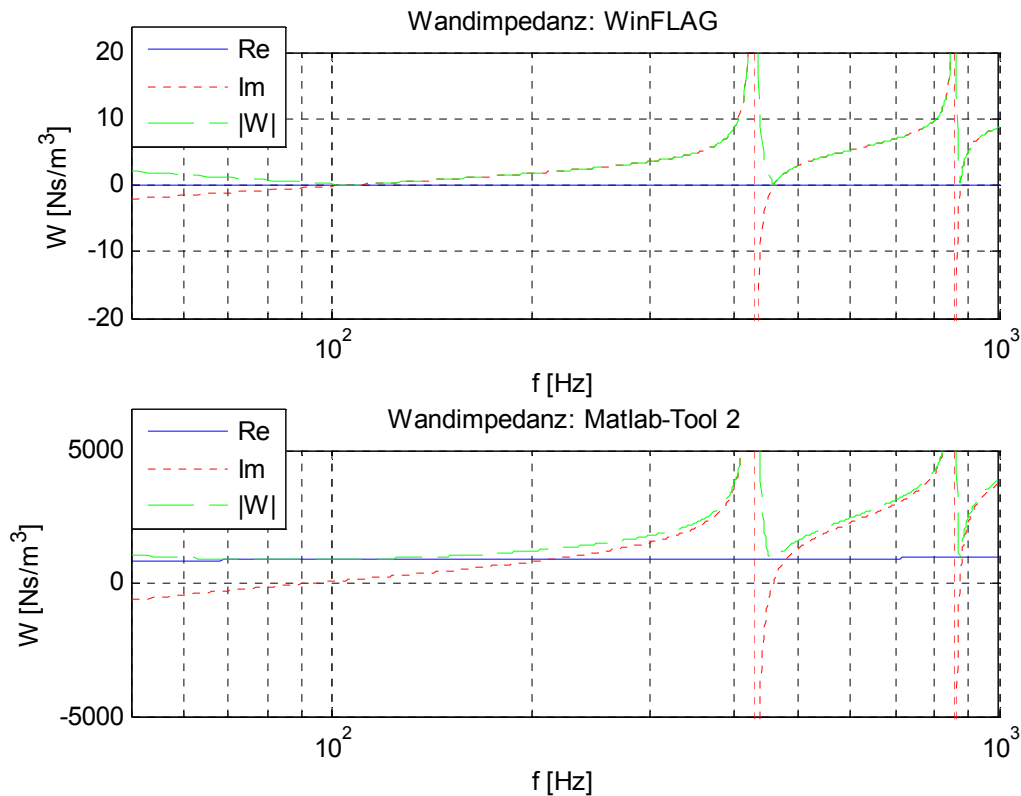


Abb. 3.14: Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators; **Oben:** Mit WinFLAG berechnet; **Unten:** Mit Matlab-Tool 2 berechnet (veränderter Strömungswiderstand)

Im nächsten Schritt soll geklärt werden, woher die Resonanzüberhöhungen im Frequenzgang des Schallabsorptionsgrades kommen, welche sich im Frequenzbereich oberhalb der Grundresonanz des Resonators befinden, siehe 459 Hz in Abb. 3.10:

Man kann sich dieser Thematik auf zwei Arten nähern: Auf die einer praktischen Überlegung und auf die einer theoretischen Herleitung. Zuerst soll die praktische Überlegung erläutert werden.

Praktische Überlegung:

Für den Resonator gibt es Frequenzen, die in seinem Inneren zwischen Schlitzplatte und „schallharter“ Wand Moden anregen. Dies erfolgt in Analogie zu den Raummoden, welche in der Einleitung dieser Arbeit beschrieben wurden. Bei diesen Moden befindet sich eine stehende Schallwelle im Inneren des Resonators. Eine Eigenschaft dieser stehenden Wellen ist jene, dass an ihren zur Schallausbreitungsrichtung normal stehenden Begrenzungswänden ein Druckmaximum und ein Schnelleminimum besteht. Die Wandimpedanz berechnet sich nun als Quotient dieser beiden Größen, siehe auch Kap. 2.1.2 und Kap. 3.4.4. Daraus folgt, dass die Wandimpedanz an diesen Stellen sehr groß wird, im Idealfall unendlich. Wenn nun die Wandimpedanz so groß ist, gibt es keine Anpassung an die Schallkennimpedanz von Luft und die Schallwelle kann somit gar nicht in den Resonator eindringen. Deshalb hat die Absorption des Resonators bei dieser Frequenz ein Minimum. Warum allerdings kurz nach diesem Absorptionsgradminimum eine starke Resonanzüberhöhung auftritt, erklärt die theoretische Herleitung.

Theoretische Herleitung:

Wenn man Gl. (3.53) (Wandimpedanz) betrachtet, sieht man, dass sich der Imaginärteil der Wandimpedanz aufteilen lässt. Erstens in einen allgemeinen Teil, der abhängig ist vom Strömungswiderstand, vom Massenbelag der Luft in den Schlitzen der Platte und vom Massenbelag der Schlitzplatte und zweitens in den Teil, der die Wandimpedanz der Luftschicht zwischen Schlitzplatte und „schallharter“ Wand (Gl. (3.52)) darstellt. Nach [TA] folgt, dass die erste Mode im Resonator dann entsteht, wenn die halbe Wellenlänge der einfallenden Schallwelle genau in den Abstand zwischen Schlitzplatte und „schallharter“ Wand passt. Dann folgt aus Gl. (3.52):

$$\underline{W}_{Mode} = -j \cdot Z_0 \cdot \cot\left(\frac{\omega}{c} \cdot d\right) = -j \cdot Z_0 \cdot \cot\left(\frac{2\pi \frac{c}{\lambda}}{c} \cdot d\right) = -j \cdot Z_0 \cdot \cot\left(2\pi \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2}\right) = -j \cdot Z_0 \cdot \cot(\pi)$$

(3.55)

Für jede weitere Mode muß ein ihr entsprechendes Vielfaches von $\lambda / 2$ für d eingesetzt werden.

Der negative Kotangens in Gl. (3.55) hat bei π und jedem Vielfachen von π seine Unstetigkeitsstellen, siehe Abb. 3.15. Dadurch wird die Wandimpedanz, bzw. ihr Betrag an dieser Stelle sehr groß, im Idealfall unendlich. Der Absorptionsgrad hat an dieser Stelle somit sein Minimum. Die starken Resonanzüberhöhungen direkt nach den Absorptionsgradminima kommen davon, dass der Betrag der gesamten Wandimpedanz \underline{W} an diesen Stellen seine Minima (siehe Abb. 3.16 und Abb. 3.17) und der Absorptionsgrad dort somit seine Maxima hat.

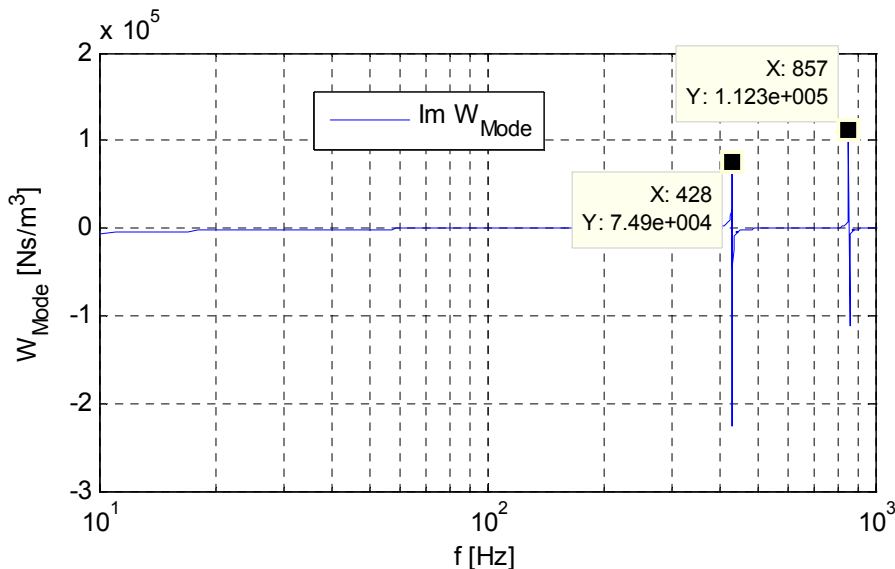


Abb. 3.15: Imaginärteil der Wandimpedanz der Luftschicht zwischen Schlitzplatte und „schallharter“ Wand

In Abb. 3.16 ist die Zusammensetzung des Betrages der Wandimpedanz einmal für das Matlab-Tool 2 und einmal für das Matlab-Tool 1 dargestellt. Dies veranschaulicht den Unterschied in der Berechnungsmethodik der beiden Simulationswerkzeuge. $Z1$ stellt die Massenimpedanz der Luft in den Schlitzen der Schlitzzplatte dar. $Z2$ ist der Strömungswiderstand in den Schlitzen. $Z3$ bildet sich als Summe von $Z1$ und $Z2$. Bis hier ist die Berechnungsmethodik noch ident. Nun kommt im Matlab-Tool 2 mit $Z4$ noch die Massenimpedanz der Schlitzzplatte selbst hinzu, welche in der Berechnungsmethodik von Matlab-Tool 1 nicht vorgesehen ist. $Z5$ ist nun eine Parallelschaltung aus $Z3$ und $Z4$ (laut [VIGRAN]).

$Z6$ ist nun die Wandimpedanz der Luftschicht im Resonator zwischen schallharter Wand und Schlitzzplatte, die sich aus der Federsteife der Luftschicht im Inneren des Schlitzzplattenresonators bildet. Die Berechnungsmethodik hierfür ist in beiden Tools verschieden. In Matlab-Tool 1 bezieht sie sich auf Gl. (2.6) und in Matlab-Tool 2 auf Gl. (3.52). Die Wandimpedanz ist nun im Fall des Matlab-Tool 1 $Z3+Z6$ und im Fall des Matlab-Tool 2 $Z5+Z6$.

Man erkennt deutlich, wie sich die Wandimpedanz verändert, wenn man den Einfluss der Schlitzzplattenmassenimpedanz nicht berücksichtigt und die Federsteife nicht nach Gl. (3.52), welche die für den gesamten Frequenzbereich gültige Formel darstellt, berechnet. Die Grundresonanz verschiebt sich in der Frequenz und Amplitude und die Resonanzen im höheren Frequenzbereich sind nicht vorhanden.

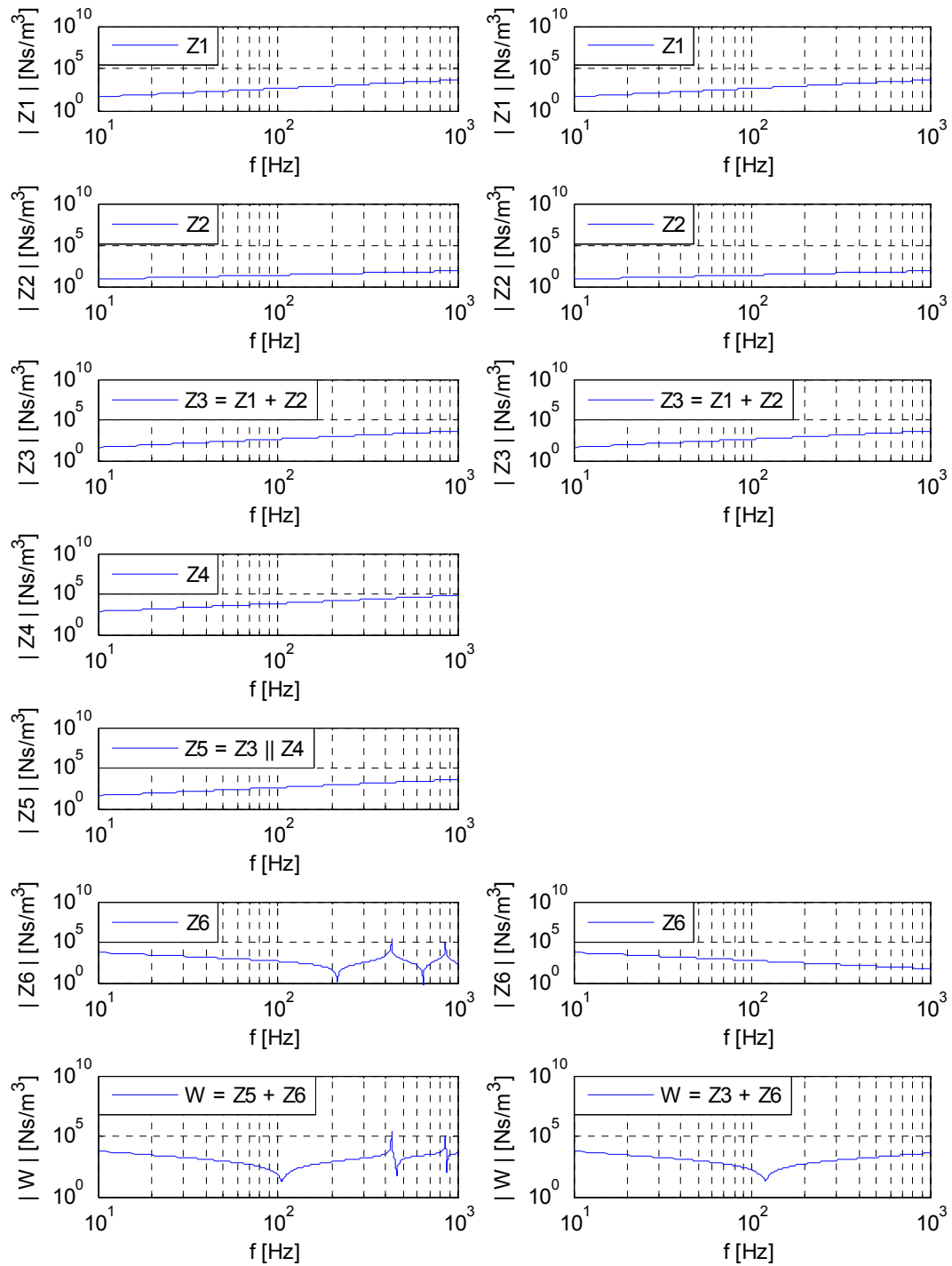


Abb. 3.16: Zusammensetzung des Betrages der Wandimpedanz; links: für Matlab-Tool 2; rechts: für Matlab-Tool 1

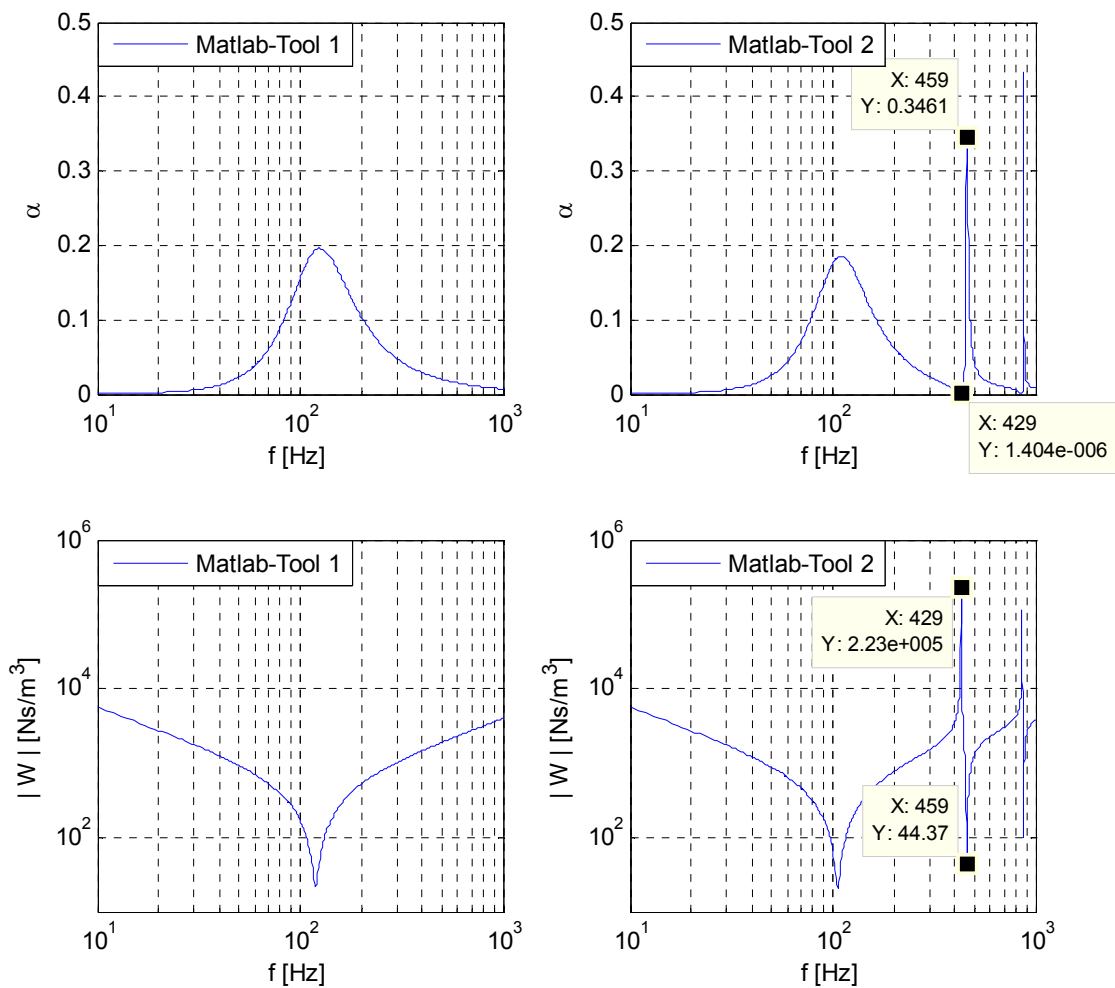


Abb. 3.17: Zusammenhang zwischen Schallabsorptionsgrad α und dem Betrag der Wandimpedanz $|W|$;
links: für Matlab-Tool 1; **rechts:** für Matlab-Tool 2

Abb. 3.17 zeigt den Zusammenhang zwischen der Wandimpedanz (untere Hälfte der Abbildung) und dem Schallabsorptionsgrad (obere Hälfte der Abbildung), links für das Matlab-Tool 1 und rechts für das Matlab-Tool 2. Erstens erkennt man, dass der Absorptionsgrad sein Maximum genau dort hat, wo die Wandimpedanz ihr Minimum hat und zweitens sind hier die vorher besprochenen Unterschiede der beiden Simulationswerkzeuge noch einmal veranschaulicht, vergleiche hierzu auch Abb. 3.10 und Abb. 3.17.

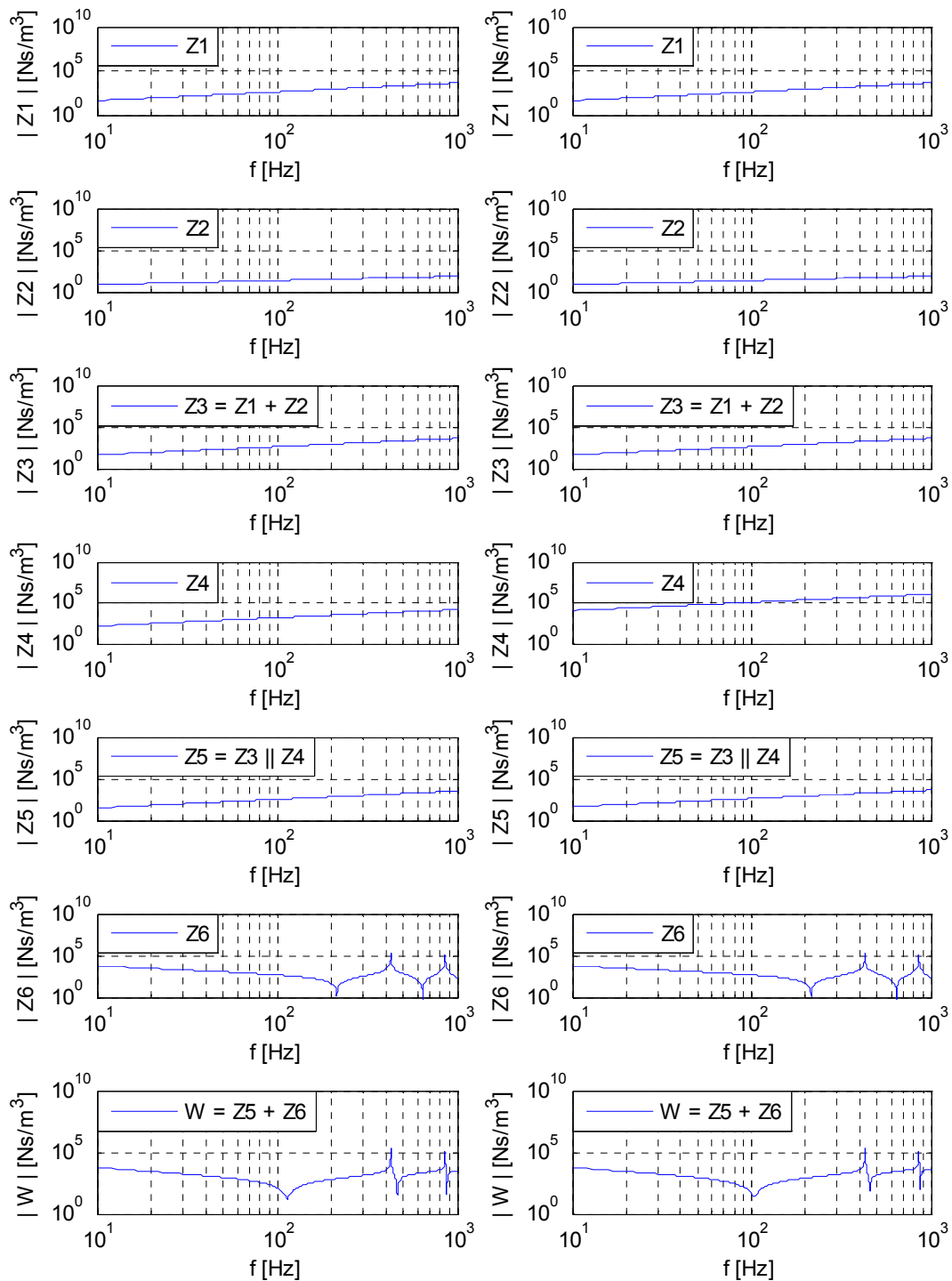


Abb. 3.18: Zusammensetzung des Betrages der Wandimpedanz $|W|$ für verschiedene Schlitzplattendichten (Matlab-Tool 2); **links:** Für Balsaholz $\left(\rho = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right)$; **rechts:** Für Eisenstahl $\left(\rho = 7700 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right)$

Die Abb. 3.18 vergleicht die Zusammensetzung der Wandimpedanz zweier verschiedener Plattenmaterialien. Auf der linken Seite sieht man die Zusammensetzung der Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators aus dem Material Balsaholz und auf der rechten Seite die Zusammensetzung der Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators aus dem Material Eisenstahl. Es ist eindeutig zu erkennen, dass sich Z_4 und somit die Schlitzplatten-Massenimpedanz einer Schlitzplatte aus Balsaholz von der einer Schlitzplatte aus Eisenstahl deutlich voneinander unterscheiden. Aus Gl. (3.51) folgt die direkte Proportionalität der Plattenmaterialdichte mit der Frequenz. Durch die Veränderung des Plattenmaterials und somit der Plattenmaterialdichte verändert sich die Platten-Massenimpedanz und somit letztendlich auch die Wandimpedanz. Es verändert sich leicht die Resonanzfrequenz und die Güte des Resonators. Das liegt daran, dass sich die Imaginärteile von Z_5 durch die Variation der Dichte in Z_4 leicht voneinander unterscheiden und dadurch der Imaginärteil der Summe aus Z_5 und Z_6 bei einer anderen Frequenz (Resonanzfrequenz) zu Null wird. Was sich jedoch nicht verändert sind die Frequenzen der Resonanzüberhöhungen, welche vorher in diesem Kapitel besprochen wurden. Dies liegt daran, dass sich die Imaginärteile von Z_5 und Z_6 bei diesen Frequenzen nicht aufheben. Somit verändert sich nur ihre Amplitude.

3.6 Zusammenfassung

Zu Beginn dieses Kapitels wurden die theoretischen Grundlagen der Simulationssoftware WinFLAG behandelt. Dies beinhaltete eine kurze Beschreibung der Software mit einer Auflistung der Simulationsmöglichkeiten, eine Auflistung und Beschreibung der Schallfeldarten sowie der Modelle poröser Absorber, welche in WinFLAG Anwendung finden. In Bezug auf die Modelle poröser Absorber wurde auf das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* im Detail eingegangen. Letztendlich wurden die Software WinFLAG, Matlab-Tool 1 [BRÄUER] und Matlab-Tool 2, welches dieser Arbeit entstammt, in Bezug auf deren Simulationsergebnisse des Schallabsorptionsgrades eines Schlitzplatten-Resonators miteinander verglichen. Dabei konnten sowohl Zusammenhänge, als auch Abweichungen in der Berechnungsmethodik dieser drei Simulationswerkzeuge ermittelt werden.

Das Wissen aus diesem Kapitel wird nun genutzt, um im folgenden Kapitel die Dimensionierung verschiedenster Schlitzplatten-Resonatoren und deren Schallabsorptionsgradsimulationen durchführen zu können. Bei dieser Sensibilitätsuntersuchung wird immer nur ein Parameter des Resonators verändert und die dadurch entstehende Veränderung der aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurve untersucht.

4 Schlitzplatten-Resonator-Dimensionierung

Dieses Kapitel befasst sich mit der Dimensionierung von Schlitzplatten-Resonatoren und mit deren Schallabsorptionsgradsimulationen mittels der Simulationswerkzeuge WinFLAG und Matlab-Tool 1. Der Grund für die Verwendung des Matlab-Tool 1 liegt darin, dass in dessen Berechnungsmethodik, im Gegensatz zur Berechnungsmethodik von Matlab-Tool 2, der Einfluss der Schlitzplatte nicht enthalten ist und die verwendete Federsteife des Luftpolsters zwischen Schlitzplatte und „schallharter Wand“ nur im tiefen Frequenzbereich Gültigkeit besitzt. Daher liegen die Simulationsergebnisse von WinFLAG und Matlab-Tool 1 dementsprechend weit auseinander, was hier gezeigt werden soll.

In jedem Unterkapitel des Kapitels 4.2 befindet sich zu Beginn eine Tabelle in der alle Parameter des Schlitzplatten-Resonators zusammengefasst sind. Aus dieser Tabelle ist jeweils ersichtlich auf welchen Parameter sich die Sensibilitätsuntersuchung gerade bezieht. Die auf diese Tabelle folgende Abbildung zeigt die Schallabsorptionsgradkurven des Schlitzplatten-Resonators für die Simulation mittels WinFLAG und Matlab-Tool 1. Die Simulationen mittels WinFLAG spalten sich auf in eine Simulation mit senkrechtem Schalleinfall und eine Simulation mit der Schalleinfallart *Hallraum*. Alle WinFLAG-Simulationen werden jeweils mit und ohne ein akustisches Vlies, das sich direkt hinter der Schlitzplatte befindet, durchgeführt. Dieses akustische Vlies stellt einen Strömungswiderstand von $24 \text{ Pa} \cdot \text{s} / \text{m}$ dar. Darauf folgt eine Tabelle, in der die aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurven zusammengefasst werden. Dies sind: Resonanzfrequenz f_0 , Absorptionsgradmaximum α_{\max} , Halbwertsbreite Δf_H und Güte Q_α . Abgeschlossen wird jedes dieser Unterkapitel mit einer Diskussion über die durch die Simulationen gewonnen Erkenntnisse.

4.1 Herangehensweise

Zuerst wurde ein Konzept für die Dimensionierung der einzelnen Schlitzplatten-Resonatoren erstellt, mit welchem versucht wurde, einen Parametersatz zu finden, der eine möglichst hohe Absorption und Halbwertsbreite im Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 500 Hz ermöglicht, was in der Aufgabenstellung dieser Arbeit gefordert ist. Dafür wurden zahlreiche Dimensionierungen und Simulationen durchgeführt, um deren Ergebnisse in Bezug auf den vorgegebenen Frequenzbereich zu validieren. Nachdem ein passender Parametersatz für den Schlitzplatten-Resonator gefunden war, wurde dieser als Grundlage für alle Simulationen mittels WinFLAG und Matlab-Tool 1 verwendet. Um die Auswirkungen der Veränderung eines Resonator-Parameters zu veranschaulichen, wurden Simulationsreihen durchgeführt, bei denen sich jeweils nur dieser eine Parameter veränderte.

4.2 Simulation und Diskussion der Ergebnisse

Alle Simulationsergebnisse aus WinFLAG wurden als ASCII-files aus der Software exportiert. Um an die Simulationsergebnisse des Matlab-Tool 1 zu kommen, wurde dieses so adaptiert, dass man ebenso alle Ergebnisse in ein ASCII-file schreiben konnte. Zur Veranschaulichung der Daten aus beiden Simulationswerkzeugen wurden mehrere Matlab-Skripte erstellt, mit denen die Daten eingelesen und geplottet wurden. Zusätzlich wurden die aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurven aus diesen Daten abgeleitet.

Bei der Diskussion der Simulations-Ergebnisse wird auf die Hallraum-Simulationen nicht näher eingegangen, da ihre Richtigkeit laut [VIGRAN MANUAL] für Resonanzabsorber nicht garantiert ist, siehe Kap. 3.2 *Reverberation room*.

Folgend werden die aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurven erläutert, auf welche dann in der Diskussion der jeweiligen Simulations-Ergebnisse genauer eingegangen wird.

Resonanzfrequenz f_0

Zur besseren Veranschaulichung der Simulationsergebnisse wird Gl. (2.3) an dieser Stelle noch einmal neu für Schlitzplatten-Resonatoren angeschrieben:

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{b}{(l_0 + 2\Delta l) \cdot B \cdot d}} \quad (4.1)$$

Bei allen Simulationsergebnissen bei denen die zu verändernden Parameter direkt in die Gl. (4.1) eingehen, verändert sich die Resonanzfrequenz f_0 durch Parametervariation entsprechend der Gl. (4.1). Nimmt die Schlitzbreite b zu, wird die Resonanzfrequenz größer.

Durch Erhöhung der Plattenstärke l_0 , Verbreiterung des Schlitzabstandes B oder Vergrößerung des Wandabstandes d , nimmt die Resonanzfrequenz ab.

Absorptionsgradmaximum α_{\max}

Setzt man Gl. (3.54) in Gl. (2.8) ein, folgt daraus:

$$\alpha_{\max} = \alpha(f_0) = \frac{4 \cdot R}{Z_0} \frac{1}{\left(1 + \frac{R}{Z_0}\right)^2} \quad (4.2)$$

Gl. (4.2) gilt für alle Simulationen mittels Matlab-Tool 1 und näherungsweise auch für alle WinFLAG-Simulationen für welche Gl. (3.54) Gültigkeit hat (siehe dazu Kap. 3.5).

Aus Gl. (4.2) und Abb. 4.1 erkennt man, dass das Absorptionsgradmaximum α_{\max} von minimalen Strömungswiderständen bis zu Strömungswiderständen im Bereich von Z_0 steigt und bei einem Wert von genau Z_0 gleich 1 ist. Steigt der Strömungswiderstand weiter an, sinkt das Absorptionsgradmaximum wieder. Dies liegt an der schlechter werdenden Anpassung des Schallfeldes an den Resonator.

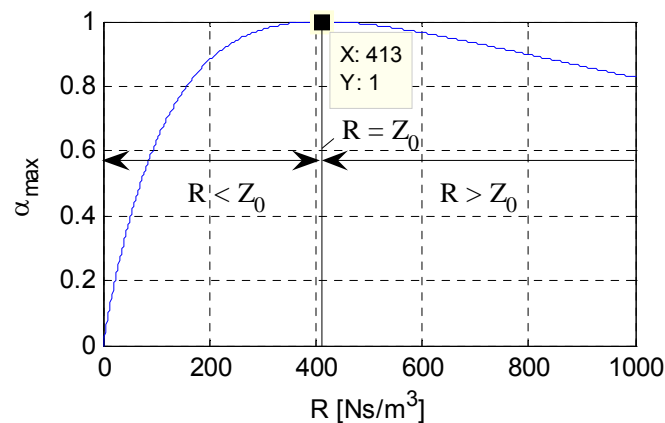


Abb. 4.1: Absorptionsgradmaximum α_{\max} laut Gl. (4.2) über dem Strömungswiderstand R aufgetragen

Halbwertsbreite Δf_H

Für alle Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* gilt nach [BRÄUER]:

$$\Delta f_H = \frac{R + Z_0}{2\pi m} \quad (4.3)$$

Aus Gl. (4.3) ist ersichtlich, dass die Halbwertsbreiten von den Strömungswiderständen und von den Massenbelägen der Luft in den Schlitzten der Schlitzplatte abhängen.

Für alle WinFLAG-Simulationen ist die rechnerische Ermittlung der Halbwertsbreite nicht bekannt (nicht Teil dieser Arbeit).

Güte Q_α

Die Güte eines Resonanz-Absorbers ist, wie schon in Kap. 2.1.5 erwähnt, eine Größe, welche nicht viel über den Resonator aussagt, wenn nicht verschiedene Resonatoren mit derselben Resonanzfrequenz miteinander verglichen werden. Ist dies jedoch der Fall, ist sie eine nützliche Größenangabe für die Halbwertsbreitenverhältnisse der verschiedenen Resonatoren.

Man sieht zum Beispiel in Tabelle 4.2, dass die Güte für die Simulation mittels WinFLAG, ohne Vlies, einem Wandabstand von $d = 300\text{mm}$ und senkrechtem Schalleinfall, 1,53 beträgt. Für die Simulation mittels WinFLAG, mit Vlies, einem Wandabstand von $d = 400\text{mm}$ und der Schalleinfallart *Hallraum*, beträgt die Güte 0,38. In beiden Fällen liegt die Resonanzfrequenz bei 101,1Hz. Anhand dieses Beispiels lässt sich erkennen, dass die Halbwertsbreite im zweiten Fall deutlich höher ausfällt.

Strömungswiderstand R :

Laut [BRÄUER] für *Matlab-Tool 1*:

$$\lambda_\eta = \frac{0,0137}{\sqrt{f}} \quad \text{Zähigkeitswellenlänge bei Luft (20°C)}$$

$$b \geq 0,95 \cdot \lambda_\eta \quad \text{weiter Schlitz} \qquad b \leq 0,95 \cdot \lambda_\eta \quad \text{enger Schlitz}$$

Ist die Mündungsöffnung klein im Vergleich zur Zähigkeitswellenlänge, spricht man von einem „engen“, ist sie groß im Vergleich zur Zähigkeitswellenlänge, von einem „weiten“ Schlitz.

Für „enge“ Schlitzte gibt es eine andere Berechnungsmethodik als für „weite“, siehe folgender Absatz.

Berechnung des Strömungswiderstandes laut [BRÄUER]:

$$\Delta l = \frac{b}{2\pi^3} \cdot \left(\frac{B}{b}\right)^2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cdot \sin^2\left(n\pi \frac{b}{B}\right) \cdot \left(1 + \coth\left(2\pi n \frac{d}{B}\right)\right)$$

$$R_0 = 0,0165 \cdot \frac{B \cdot l_0}{b^2} \cdot \sqrt{f} \quad \text{für weite Mündungsöffnungen}$$

$$R_0 = 2,16 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{B \cdot l_0}{b^3} \quad \text{für enge Mündungsöffnungen}$$

$$2\Delta R = 0,0165 \cdot \frac{B \cdot 2\Delta l}{b^2} \cdot \sqrt{f}$$

$$R = R_0 + 2\Delta R$$

(4.4)

Für nähere Beschreibungen siehe [BRÄUER].

So lange der Strömungswiderstand des Resonators kleiner oder größer als Z_0 ist, ist das Schallfeld nicht an den Resonator angepasst. Ist der Strömungswiderstand kleiner als Z_0 , kann die Schallwelle zwar in den Resonator eindringen, wird aber nur schlecht bedämpft. Die Dämpfung nimmt mit dem Strömungswiderstand und der Anpassung zu. Wenn der Strömungswiderstand gleich Z_0 ist, herrscht völlige Anpassung und das Absorptionsgradmaximum beträgt 1. Wird der Strömungswiderstand allerdings größer als Z_0 , so herrscht immer weniger Anpassung und die Schallwelle kann immer schlechter in den Resonator eindringen. Damit nimmt auch das Absorptionsgradmaximum wieder ab (siehe Abb. 4.1).

Für alle WinFLAG-Simulationen ist die Berechnungsmethodik des Strömungswiderstandes nicht bekannt (nicht Teil dieser Arbeit).

Simulationen mit Vlies:

Für alle WinFLAG-Simulationen gibt es eine andere Berechnungsmethodik für den Strömungswiderstand des Resonators, wenn direkt hinter der Schlitzplatte ein Akustikvlies montiert ist, siehe [VIGRAN MANUAL]. Deshalb unterscheidet sich der Strömungswiderstand eines Schlitzplatten-Resonators mit Vlies sehr stark von dem eines Schlitzplatten-Resonators ohne Vlies.

4.2.1 Variabler Wandabstand

b	[mm]	2
B	[mm]	100
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg/m ³]	460
d	[mm]	variabel

Tabelle 4.1: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Wandabstand

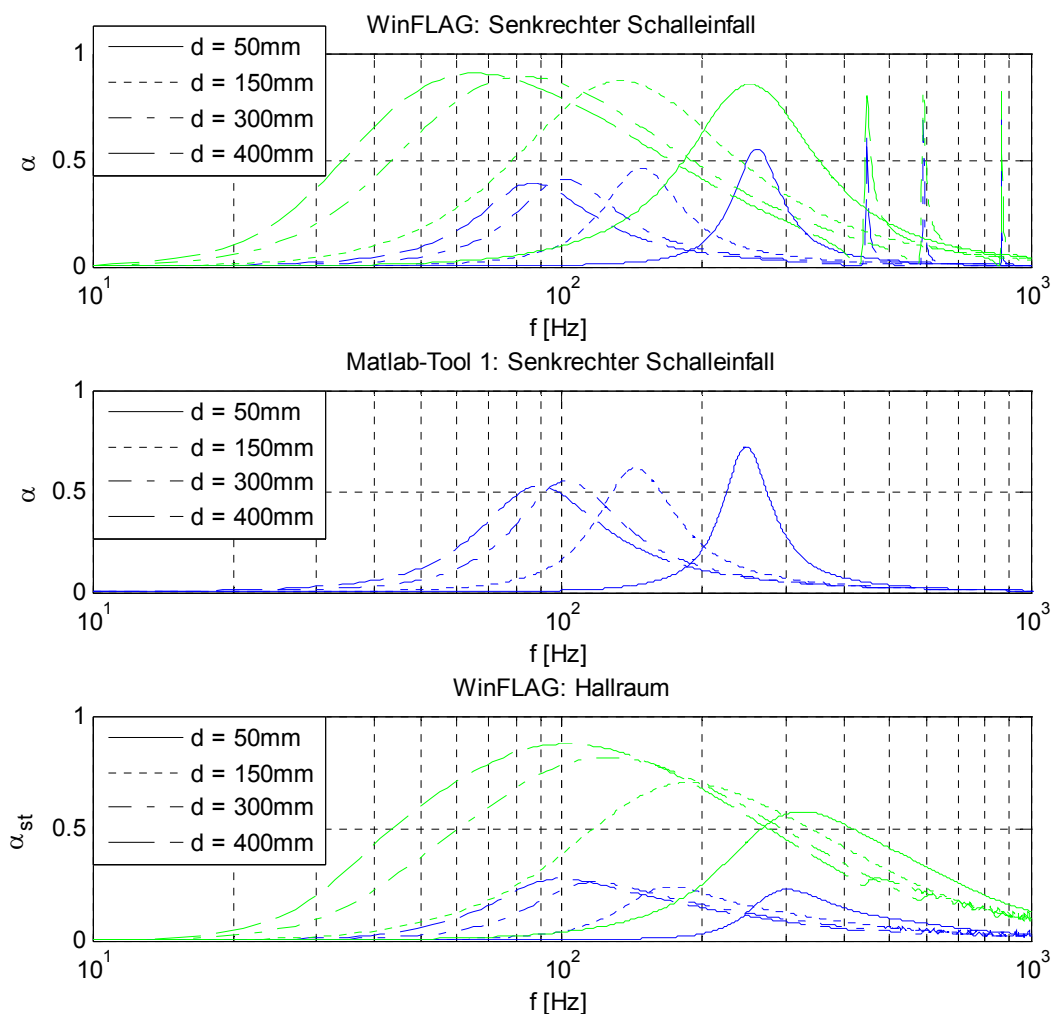


Abb. 4.2: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variablen Wandabstand d (**grün:** Daten mit Vlies), **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

		d	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	Ohne Vlies	50 mm	261,26	0,55	76,08	3,43
		150 mm	147,15	0,46	70,07	2,10
		300 mm	101,10	0,41	66,07	1,53
		400 mm	87,09	0,39	64,06	1,36
WinFLAG: senkrecht	Mit Vlies	50 mm	253,25	0,85	204,20	1,24
		150 mm	133,13	0,87	186,19	0,72
		300 mm	83,08	0,89	164,16	0,51
		400 mm	65,06	0,91	152,15	0,43
Matlab- Tool 1	Ohne Vlies	50 mm	248,00	0,72	74,00	3,35
		150 mm	144,00	0,62	71,00	2,03
		300 mm	103,00	0,55	71,00	1,45
		400 mm	89,00	0,52	71,00	1,25
WinFLAG: Hallraum	Ohne Vlies	50 mm	303,30	0,23	214,22	1,42
		150 mm	171,17	0,24	176,18	0,97
		300 mm	117,12	0,26	156,16	0,75
		400 mm	99,10	0,28	144,14	0,69
WinFLAG: Hallraum	Mit Vlies	50 mm	325,32	0,57	446,45	0,73
		150 mm	187,19	0,70	362,36	0,52
		300 mm	125,12	0,82	300,30	0,42
		400 mm	101,10	0,88	268,27	0,38

Tabelle 4.2: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.2**

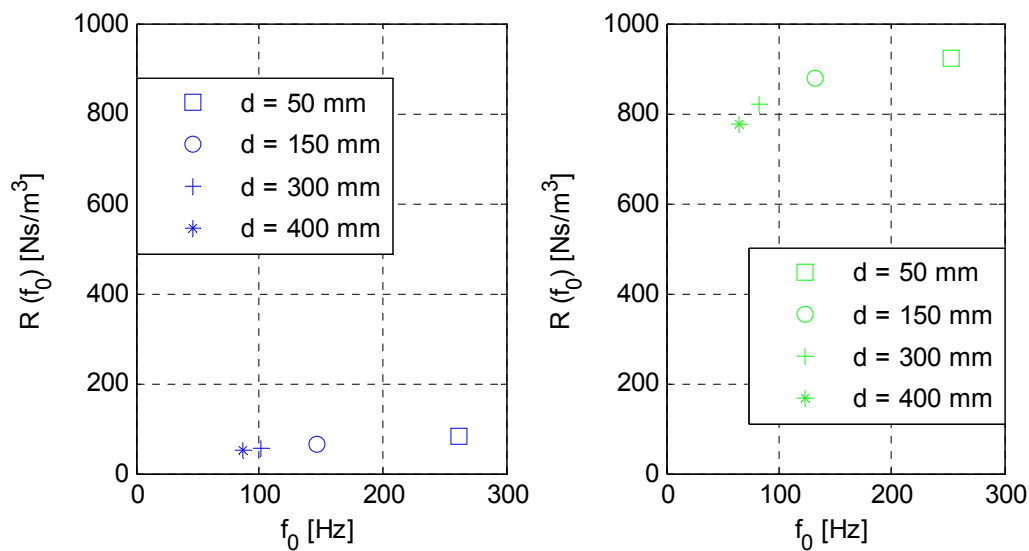


Abb. 4.3: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Wandabstände d bei deren Resonanzfrequenzen; **links:** WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; **rechts:** WinFLAG (senkrecht) mit Vlies

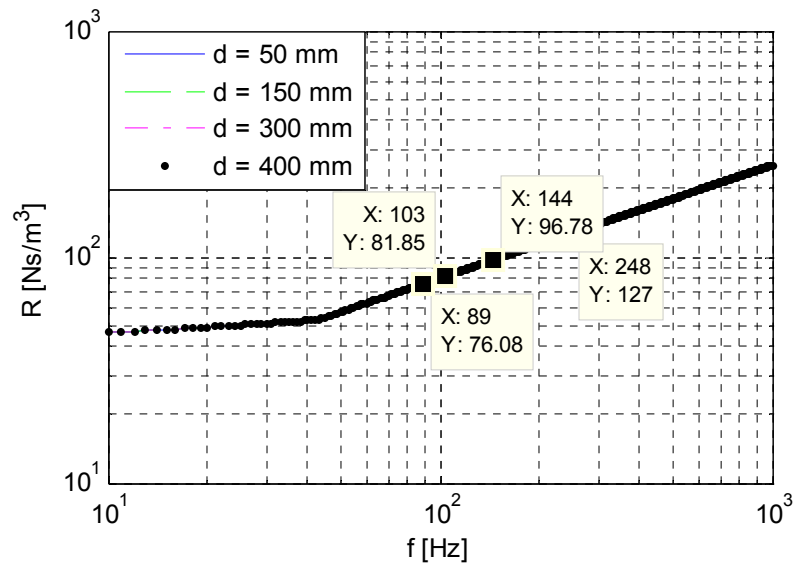


Abb. 4.4: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Wandabstände d , über der Frequenz aufgetragen (die einzelnen Kurven liegen hier genau übereinander). Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).

Der Knick in den Strömungswiderstandskurven der Abb. 4.4 liegt an der unterschiedlichen Berechnungsmethodik der Strömungswiderstände für „enge“ und „weite“ Mündungsöffnungen. Für Frequenzen bis zu ca. 40Hz ist die Mündungsöffnung bei einer Schlitzbreite von 2 mm „eng“ (Mündungsöffnung klein im Verhältnis zur Zähigkeitswellenlänge λ_η). Für Frequenzen über ca. 40Hz ist die Mündungsöffnung „weit“ (Mündungsöffnung groß im Verhältnis zur Zähigkeitswellenlänge λ_η).

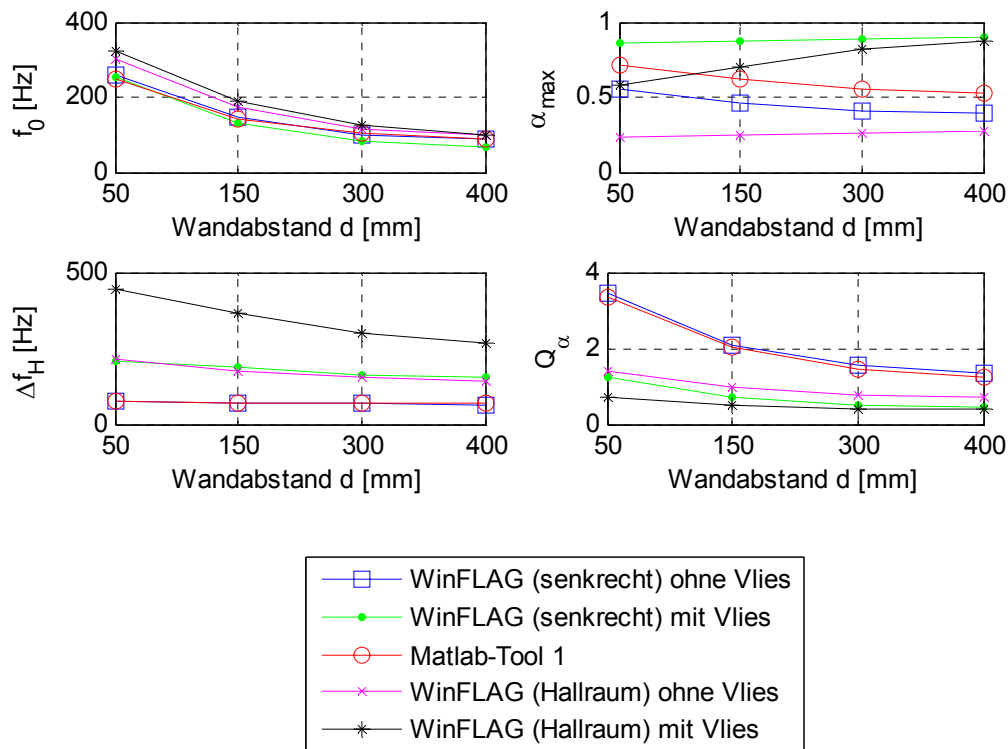


Abb. 4.5: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.2

Resonanzfrequenz f_0 :

Laut Gl. (4.1) und Abb. 4.5 sinken bei allen Simulationen die Resonanzfrequenzen mit steigendem Wandabstand.

Absorptionsgradmaximum α_{max} :

Für die verschiedenen Wandabstandswerte der Resonatoren ergeben sich ihre jeweiligen Strömungswiderstandsverläufe über der Frequenz laut Gl. (4.4) wie in Abb. 4.4 abgebildet. An den mit dem Wandabstand sinkenden Resonanzfrequenzpunkten werden nun in den jeweiligen Strömungswiderstandskurven in Abb. 4.4 die Strömungswiderstände für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* abgelesen. Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* werden die Strömungswiderstände direkt aus Abb. 4.3 abgelesen.

Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* sinken die Strömungswiderstände mit steigendem Wandabstand (siehe Abb. 4.3 rechts), liegen allerdings durch das Vlies alle deutlich über dem Wert von Z_0 . Somit steigen die Absorptionsgradmaxima (siehe Abb. 4.1).

Bei den Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *Matlab-Tool 1* sinken ebenfalls die Strömungswiderstände mit steigendem Wandabstand (siehe Abb. 4.3 links und Abb. 4.4),

liegen allerdings alle unter dem Wert von Z_0 . Somit sinken die Absorptionsgradmaxima (siehe Abb. 4.1).

Halbwertsbreite Δf_H :

Wie zuvor unter dem Punkt Absorptionsgradmaximum beschrieben, sinken die Strömungswiderstände mit steigendem Wandabstand für alle Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies*, *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *Matlab-Tool 1*. Aus dieser Erkenntnis gepaart mit Gl. (4.3) folgt, dass die Halbwertsbreiten für alle Simulationen mit steigendem Wandabstand sinken.

Güte Q_α :

Die Güten der Simulationen folgen direkt aus der Gl. (2.9), d.h. sie sinken für alle Simulationen, da die Resonanzfrequenzen mit steigendem Wandabstand stärker sinken als die Halbwertsbreiten.

4.2.2 Variable Schlitzbreite

b	[mm]	variabel
B	[mm]	100
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg/m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 4.3: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Schlitzbreite

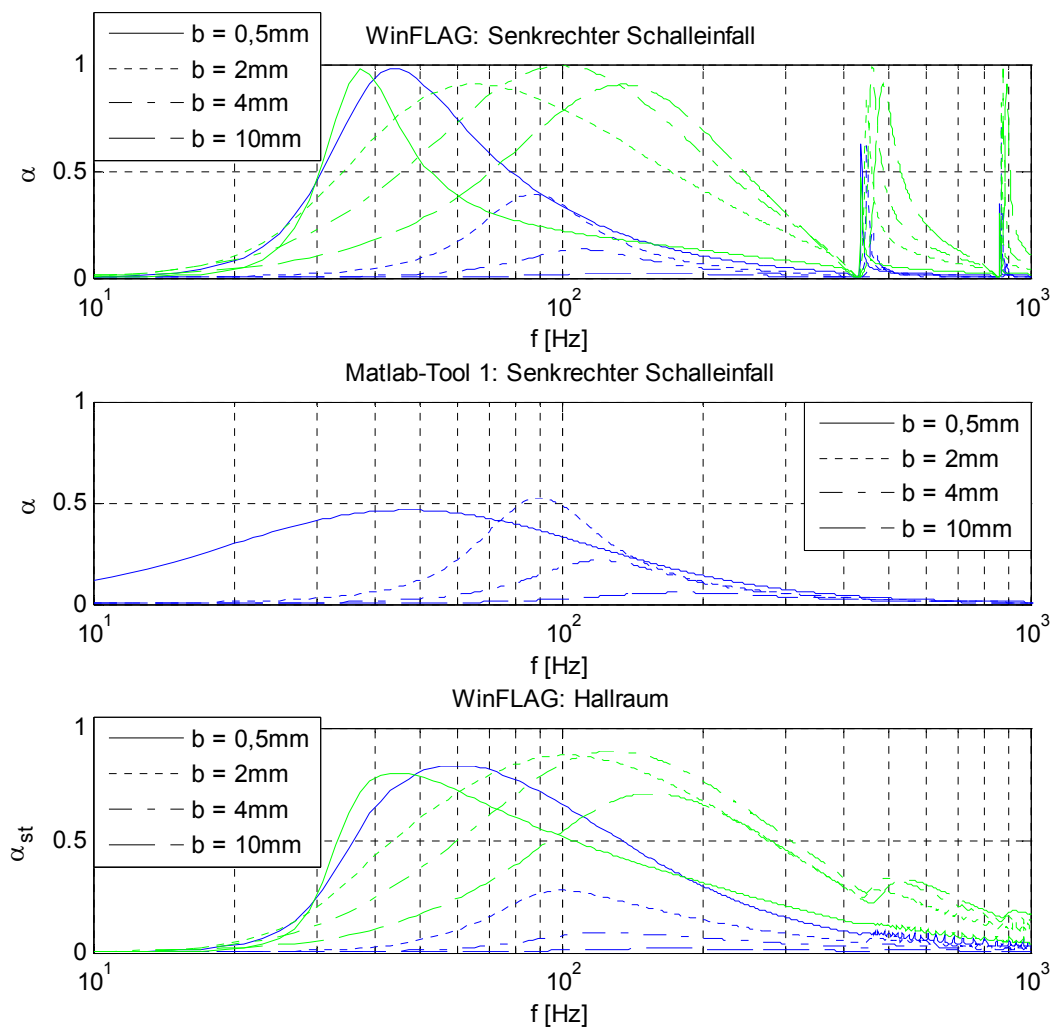


Abb. 4.6: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Schlitzbreite b (**grün:** Daten mit Vlies), **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

		b	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	Ohne Vlies	0,5 mm	43,04	0,98	48,05	0,90
		2 mm	87,09	0,39	64,06	1,36
		4 mm	111,11	0,13	92,09	1,21
		10 mm	145,14	0,03	142,14	1,02
WinFLAG: senkrecht	Mit Vlies	0,5 mm	37,04	0,98	22,02	1,68
		2 mm	65,06	0,91	152,15	0,43
		4 mm	99,10	0,99	176,18	0,56
		10 mm	135,13	0,90	190,19	0,71
Matlab- Tool 1	Ohne Vlies	0,5 mm	47,00	0,46	123,00	0,38
		2 mm	89,00	0,52	71,00	1,25
		4 mm	121,00	0,22	116,00	1,04
		10 mm	180,00	0,06	245,00	0,73
WinFLAG: Hallraum	Ohne Vlies	0,5 mm	61,06	0,83	122,12	0,50
		2 mm	99,10	0,28	144,14	0,69
		4 mm	125,12	0,09	196,20	0,64
		10 mm	163,16	0,02	276,28	0,59
WinFLAG: Hallraum	Mit Vlies	0,5 mm	45,04	0,80	114,11	0,39
		2 mm	101,10	0,88	268,27	0,38
		4 mm	129,13	0,90	280,28	0,46
		10 mm	155,15	0,71	286,29	0,54

Tabelle 4.4: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.6**

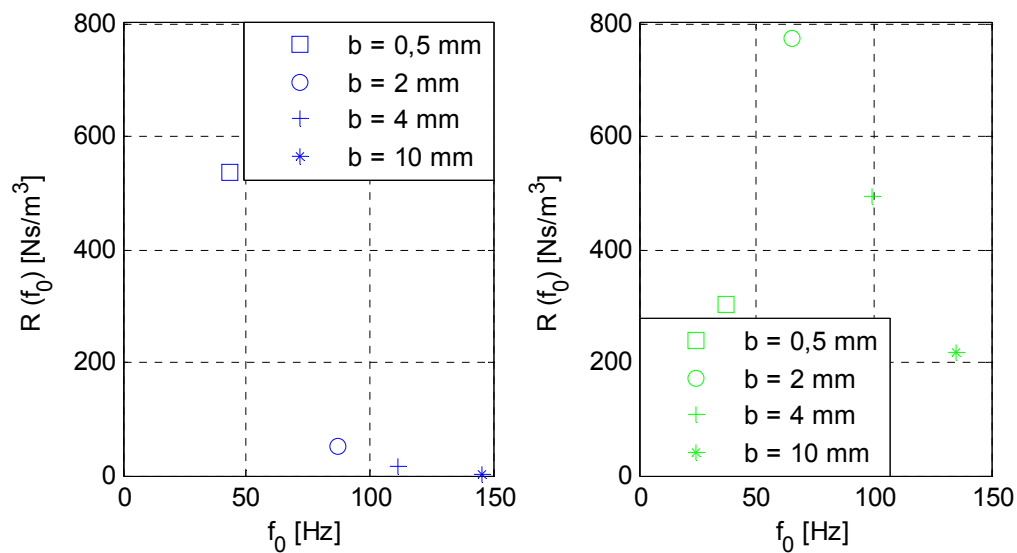


Abb. 4.7: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Schlitzbreiten b bei deren Resonanzfrequenzen; **links:** WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; **rechts:** WinFLAG (senkrecht) mit Vlies

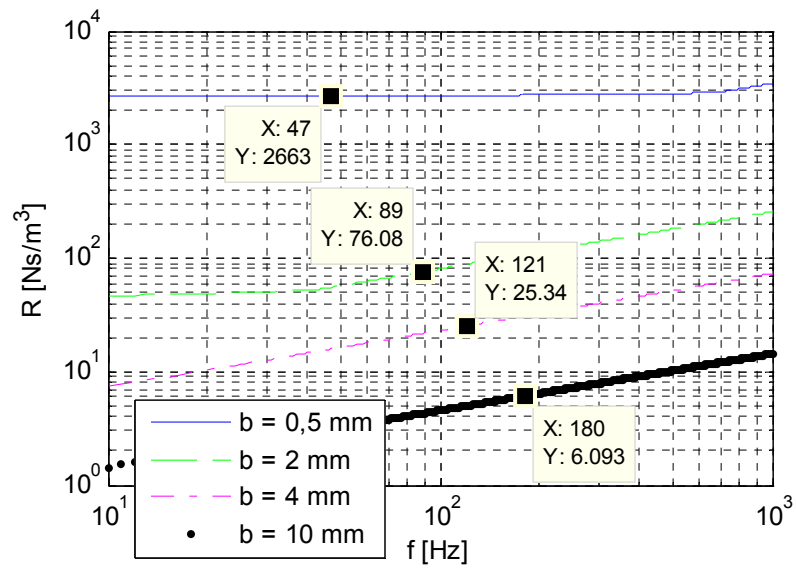


Abb. 4.8: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Schlitzbreiten b , über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).

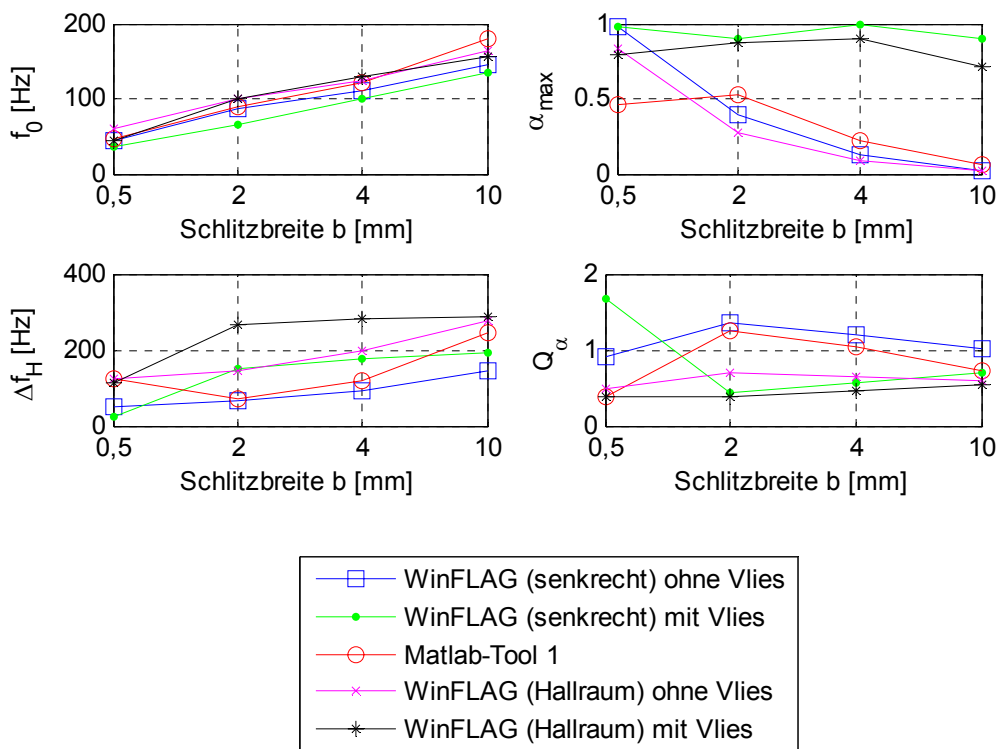


Abb. 4.9: Grafische Veranschaulichung der **Tabelle 4.4**

Resonanzfrequenz f_0 :

Laut Gl. (4.1) und Abb. 4.9 steigen bei allen Simulationen die Resonanzfrequenzen mit steigender Schlitzbreite.

Absorptionsgradmaximum α_{\max} :

Für die verschiedenen Schlitzbreiten der Resonatoren ergeben sich ihre jeweiligen Strömungswiderstandsverläufe über der Frequenz laut Gl. (4.4) wie in Abb. 4.8 abgebildet. An den mit der Schlitzbreite steigenden Resonanzfrequenzpunkten werden nun in den jeweiligen Strömungswiderstandskurven in Abb. 4.8 die Strömungswiderstände für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* abgelesen. Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* werden die Strömungswiderstände direkt aus Abb. 4.7 abgelesen.

Für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* sinken die abgelesenen Strömungswiderstände, allerdings liegt der erste ($b = 0,5$ mm) weit über dem Wert von Z_0 und alle anderen deutlich unter dem Wert von Z_0 . Dies liegt an den unterschiedlichen Berechnungsmethoden des Strömungswiderstandes für „enge“ und „weite“ Mündungsöffnungen. Somit ergibt sich der Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.9, welcher zuerst ansteigt und dann abfällt (siehe dazu Abb. 4.1).

Bei den Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* wird bei der Berechnung des Strömungswiderstandes offensichtlich nicht zwischen „enger“ und „weiter“ Mündungsöffnung unterschieden, da der erste Wert zwar auch über dem Wert von Z_0 liegt, allerdings nicht so deutlich wie bei den Simulationen mittels *Matlab-Tool 1*. Geht man mit den Werten aus Abb. 4.7 links in Abb. 4.1 erkennt man, dass die Absorptionsgradmaxima durchgehend sinken.

Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* kann man den Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.9 nachvollziehen, indem man mit den Werten aus Abb. 4.7 rechts in Abb. 4.1 geht.

Halbwertsbreite Δf_H :

Der Halbwertsbreitenverlauf ist in diesem Fall nicht mehr rein von den Strömungswiderständen, sondern auch von den unterschiedlichen Massenbelägen der Luft in den Schlitzten abhängig, siehe Gl. (4.3). Diese Massenbeläge variieren mit der Schlitzbreite, siehe dazu auch Gl. (2.5) und Gl. (2.12). Wenn man nun die Variation der Massenbeläge und der Strömungswiderstände in Gl. (4.3) einsetzt, kommt man auf die verschiedenen Verläufe der Halbwertsbreiten für *Matlab-Tool 1*, *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies*.

Güte Q_α :

Die Güten der Simulationen folgen direkt aus der Gl. (2.9).

4.2.3 Variabler Schlitzabstand

b	[mm]	2
B	[mm]	variabel
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg/m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 4.5: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Schlitzabstand

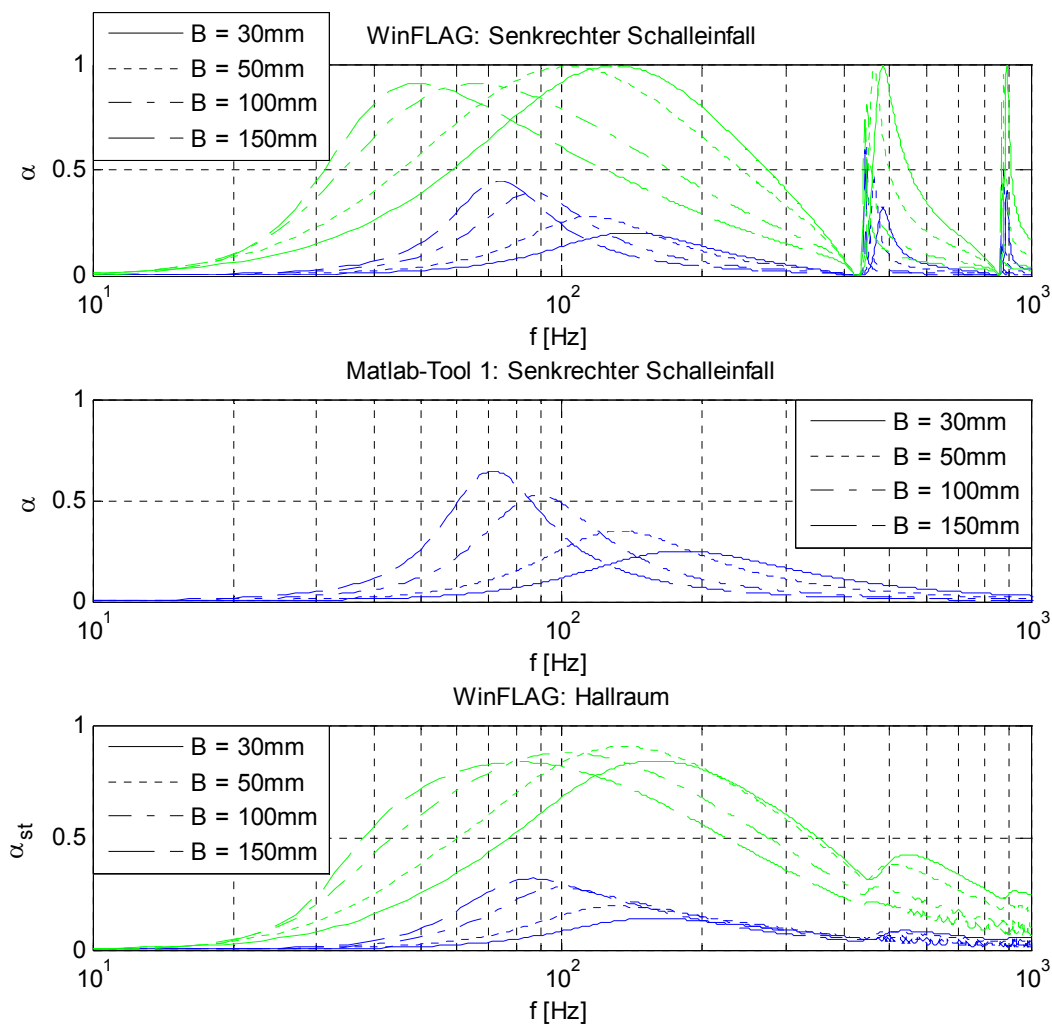


Abb. 4.10: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variablen Schlitzabstand B (**grün:** Daten mit Vlies), **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

		B	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	Ohne Vlies	30 mm	141,14	0,20	144,14	0,98
		50 mm	115,11	0,28	106,11	1,08
		100 mm	87,09	0,39	64,06	1,36
		150 mm	73,07	0,45	46,05	1,59
WinFLAG: senkrecht	Mit Vlies	30 mm	131,13	0,99	218,22	0,60
		50 mm	103,10	0,99	200,20	0,51
		100 mm	65,06	0,91	152,15	0,43
		150 mm	49,05	0,91	108,11	0,45
Matlab- Tool 1	Ohne Vlies	30 mm	182,00	0,25	266,00	0,68
		50 mm	133,00	0,35	149,00	0,89
		100 mm	89,00	0,52	71,00	1,25
		150 mm	71,00	0,65	48,00	1,48
WinFLAG: Hallraum	Ohne Vlies	30 mm	157,16	0,14	272,27	0,58
		50 mm	131,13	0,19	216,22	0,61
		100 mm	99,10	0,28	144,14	0,69
		150 mm	87,09	0,32	114,11	0,76
WinFLAG: Hallraum	Mit Vlies	30 mm	157,16	0,84	324,33	0,48
		50 mm	135,13	0,90	310,31	0,44
		100 mm	101,10	0,88	268,27	0,38
		150 mm	81,08	0,83	228,23	0,36

Tabelle 4.6: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.10**

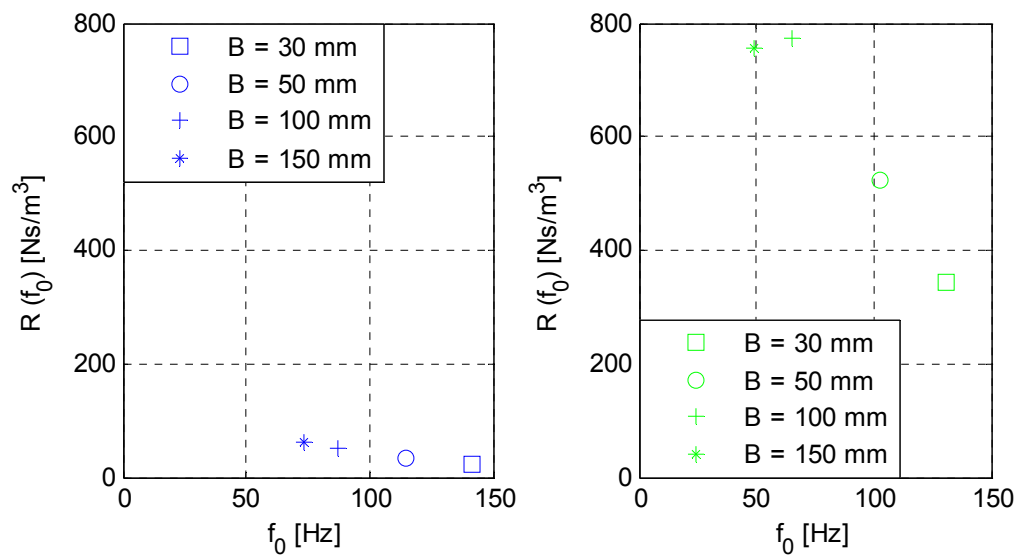


Abb. 4.11: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedlichen Schlitzabstand B bei deren Resonanzfrequenzen; **links:** WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; **rechts:** WinFLAG (senkrecht) mit Vlies

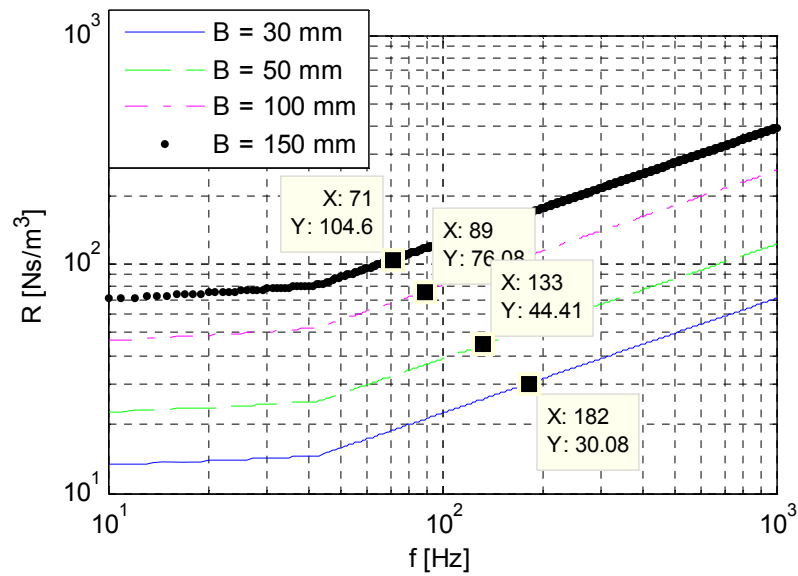


Abb. 4.12: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Schlitzabstände B , über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).

Mit dem Knick in den Kurven des Strömungswiderstandes in Abb. 4.16 verhält es sich genauso wie in Kap. 4.2.1.

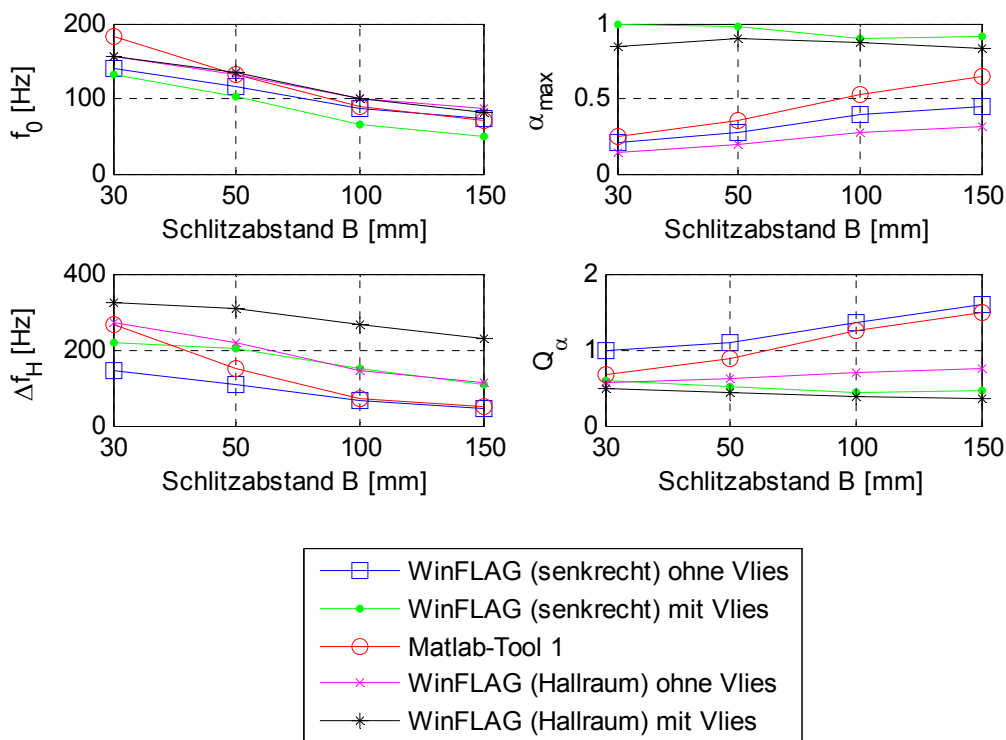


Abb. 4.13: Graphische Veranschaulichung der **Tabelle 4.6**

Resonanzfrequenz f_0 :

Laut Gl. (4.1) und Abb. 4.13 sinken bei allen Simulationen die Resonanzfrequenzen mit steigendem Schlitzabstand.

Absorptionsgradmaximum α_{\max} :

Für die verschiedenen Schlitzabstände der Resonatoren ergeben sich ihre jeweiligen Strömungswiderstandsverläufe über der Frequenz laut Gl. (4.4) wie in Abb. 4.12 abgebildet. An den mit steigendem Schlitzabstand fallenden Resonanzfrequenzpunkten werden nun in den jeweiligen Strömungswiderstandskurven in Abb. 4.12 die Strömungswiderstände für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* abgelesen. Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* werden die Strömungswiderstände direkt aus Abb. 4.11 abgelesen.

Für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* steigen die abgelesenen Strömungswiderstände mit dem Schlitzabstand an und haben alle Werte unter dem von Z_0 . Somit steigen auch die Absorptionsgradmaxima (siehe dazu Abb. 4.1).

Genau dasselbe gilt für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* (siehe Abb. 4.11 links).

Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* kann man den Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.13 nachvollziehen, in dem man mit den Werten aus Abb. 4.11 rechts in Abb. 4.1 geht.

Halbwertsbreite Δf_H :

Auch hier ist der Halbwertsbreitenverlauf nicht mehr rein von den Strömungswiderständen, sondern auch von den unterschiedlichen Massenbelägen der Luft in den Schlitzten abhängig, siehe Gl. (4.3). Diese Massenbeläge variieren auch mit dem Schlitzabstand, siehe dazu auch Gl. (2.5) und Gl. (2.12). Wenn man nun die Variation der Massenbeläge und der Strömungswiderstände in Gl. (4.3) einsetzt, kommt man auf die verschiedenen Verläufe der Halbwertsbreiten für *Matlab-Tool 1*, *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies*.

Güte Q_α :

Die Güten der Simulationen folgen direkt aus der Gl. (2.9).

4.2.4 Variable Plattenstärke

b	[mm]	2
B	[mm]	100
l_0	[mm]	variabel
ρ_P	[kg/m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 4.7: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Plattenstärke

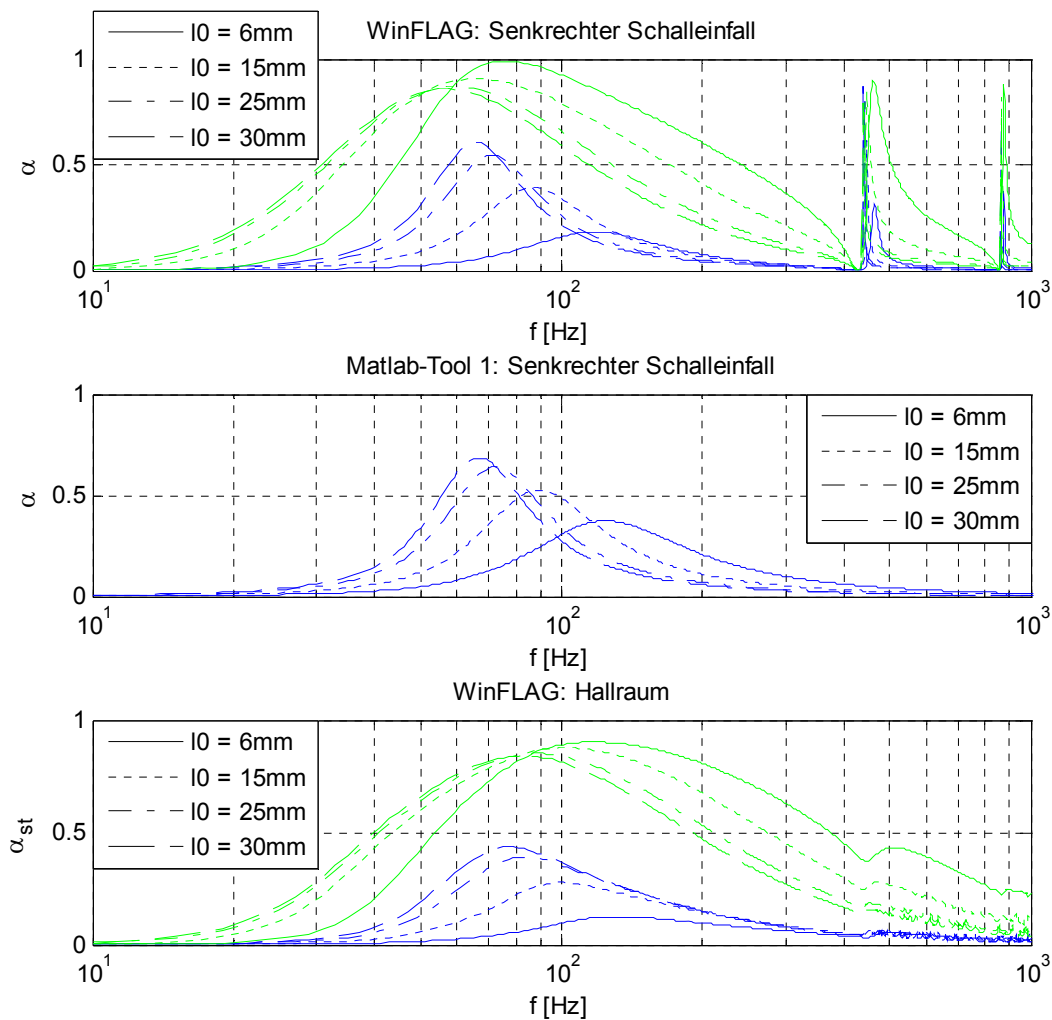


Abb. 4.14: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Plattenstärke l_0 (**grün:** Daten mit Vlies), **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

		l_0	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	Ohne Vlies	6 mm	117,12	0,18	106,11	1,10
		15 mm	87,09	0,39	64,06	1,36
		25 mm	71,07	0,55	46,05	1,54
		30 mm	65,06	0,61	40,04	1,62
WinFLAG: senkrecht	Mit Vlies	6 mm	77,08	0,99	200,20	0,38
		15 mm	65,06	0,91	152,15	0,43
		25 mm	59,06	0,87	112,11	0,53
		30 mm	57,06	0,86	100,10	0,57
Matlab- Tool 1	Ohne Vlies	6 mm	125,00	0,37	131,00	0,95
		15 mm	89,00	0,52	71,00	1,25
		25 mm	72,00	0,64	49,00	1,47
		30 mm	67,00	0,69	42,00	1,60
WinFLAG: Hallraum	Ohne Vlies	6 mm	131,13	0,12	214,21	0,61
		15 mm	99,10	0,28	144,14	0,69
		25 mm	83,08	0,39	110,11	0,75
		30 mm	77,08	0,44	100,10	0,77
WinFLAG: Hallraum	Mit Vlies	6 mm	117,12	0,90	348,35	0,34
		15 mm	101,10	0,88	268,27	0,38
		25 mm	89,09	0,85	202,20	0,44
		30 mm	83,08	0,84	182,18	0,46

Tabelle 4.8: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.14**

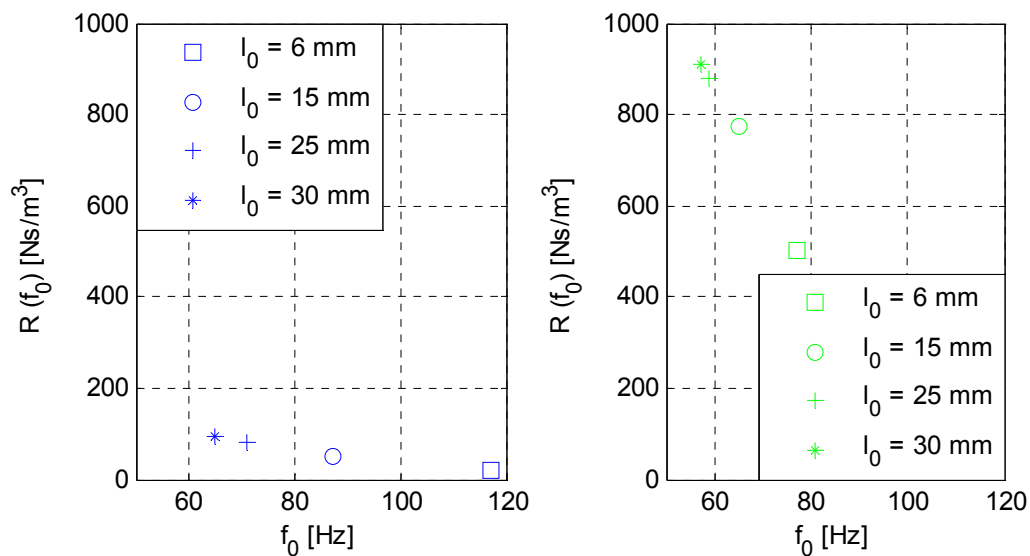


Abb. 4.15: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Plattenstärken l_0 bei deren Resonanzfrequenzen; **links:** WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; **rechts:** WinFLAG (senkrecht) mit Vlies

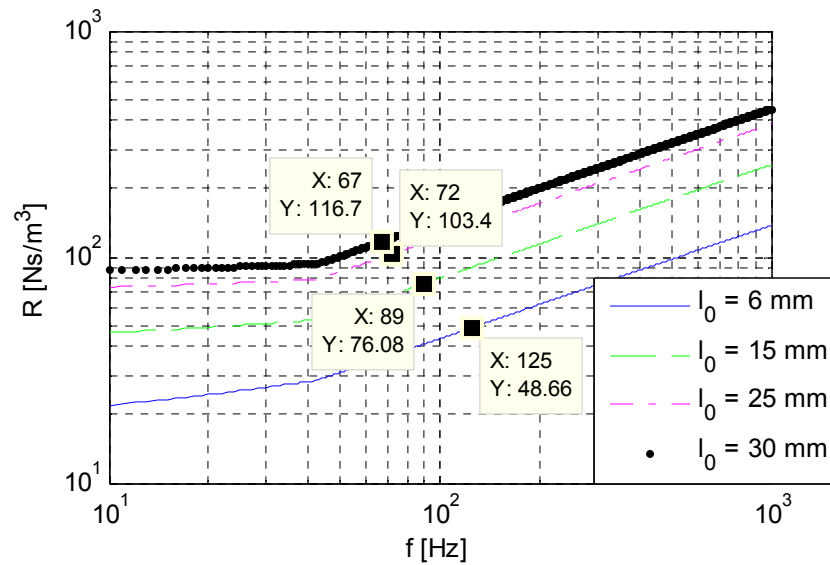


Abb. 4.16: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Plattenstärken l_0 über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).

Mit dem Knick in den Kurven des Strömungswiderstandes in Abb. 4.16 verhält es sich genauso wie in Kap. 4.2.1 und Kap. 4.2.3.

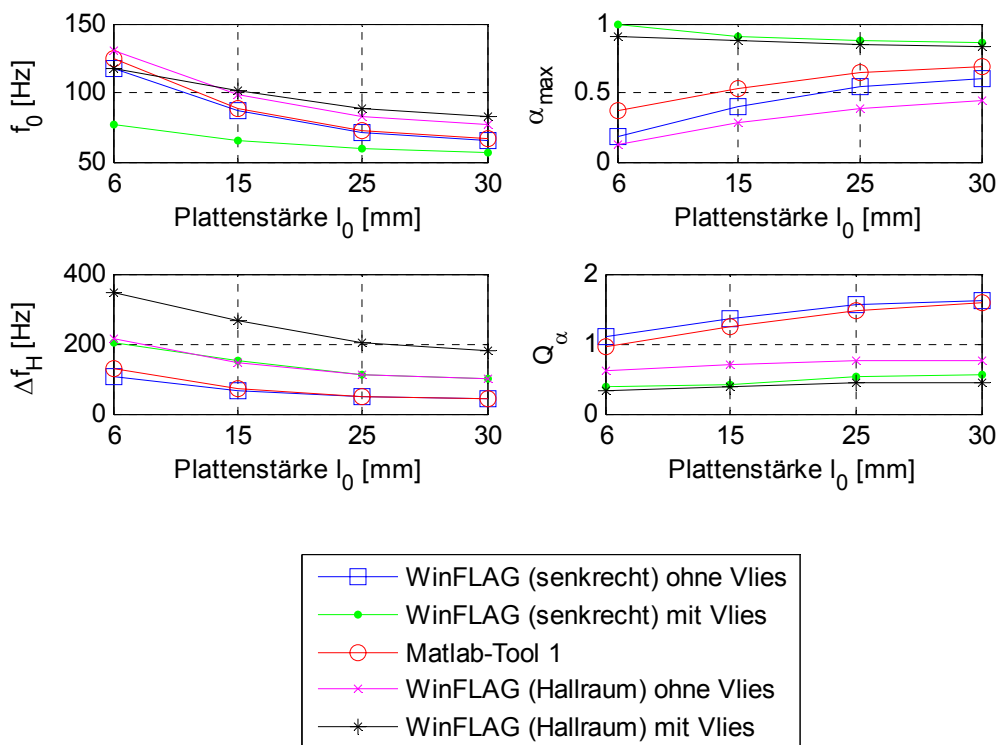


Abb. 4.17: Graphische Veranschaulichung der **Tabelle 4.8**

Resonanzfrequenz f_0 :

Laut Gl. (4.1) und Abb. 4.17 fallen bei allen Simulationen die Resonanzfrequenzen mit steigender Plattenstärke.

Absorptionsgradmaximum α_{\max} :

Für die verschiedenen Plattenstärken der Resonatoren ergeben sich ihre jeweiligen Strömungswiderstandsverläufe über der Frequenz laut Gl. (4.4) wie in Abb. 4.16 abgebildet. An den mit der steigenden Plattenstärke fallenden Resonanzfrequenzpunkten werden nun in den jeweiligen Strömungswiderstandskurven in Abb. 4.16 die Strömungswiderstände für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* abgelesen. Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* werden die Strömungswiderstände direkt aus Abb. 4.15 abgelesen.

Für die Simulationen mittels *Matlab-Tool 1* und *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* steigen die abgelesenen Strömungswiderstände und haben alle Werte unter dem von Z_0 . Somit steigen auch die Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.17, siehe dazu Abb. 4.1.

Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* kann man den Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.17 nachvollziehen, indem man mit den Werten aus Abb. 4.15 rechts in Abb. 4.1 geht. Die Strömungswiderstände steigen zwar alle an, liegen jedoch alle über dem Wert von Z_0 . Somit sinken die Absorptionsgradmaxima, siehe dazu Abb. 4.1.

Halbwertsbreite Δf_H :

Der Halbwertsbreitenverlauf ist in diesem Fall nicht mehr rein von den Strömungswiderständen, sondern auch hier wieder von den unterschiedlichen Massenbelägen der Luft in den Schlitzten abhängig, siehe Gl. (4.3). Diese Massenbeläge variieren mit der Plattenstärke, siehe dazu auch Gl. (2.5) und Gl. (2.12). Wenn man nun die Variation der Massenbeläge und der Strömungswiderstände in Gl. (4.3) einsetzt, kommt man auf die verschiedenen Verläufe der Halbwertsbreiten für *Matlab-Tool 1*, *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies*. In diesem Fall sinken sie alle mit steigender Plattenstärke.

Güte Q_α :

Die Güten der Simulationen folgen direkt aus der Gl. (2.9).

4.2.5 Variables Plattenmaterial

b	[mm]	2
B	[mm]	100
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg/m ³]	variabel
d	[mm]	400

Tabelle 4.9: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Plattenmaterial

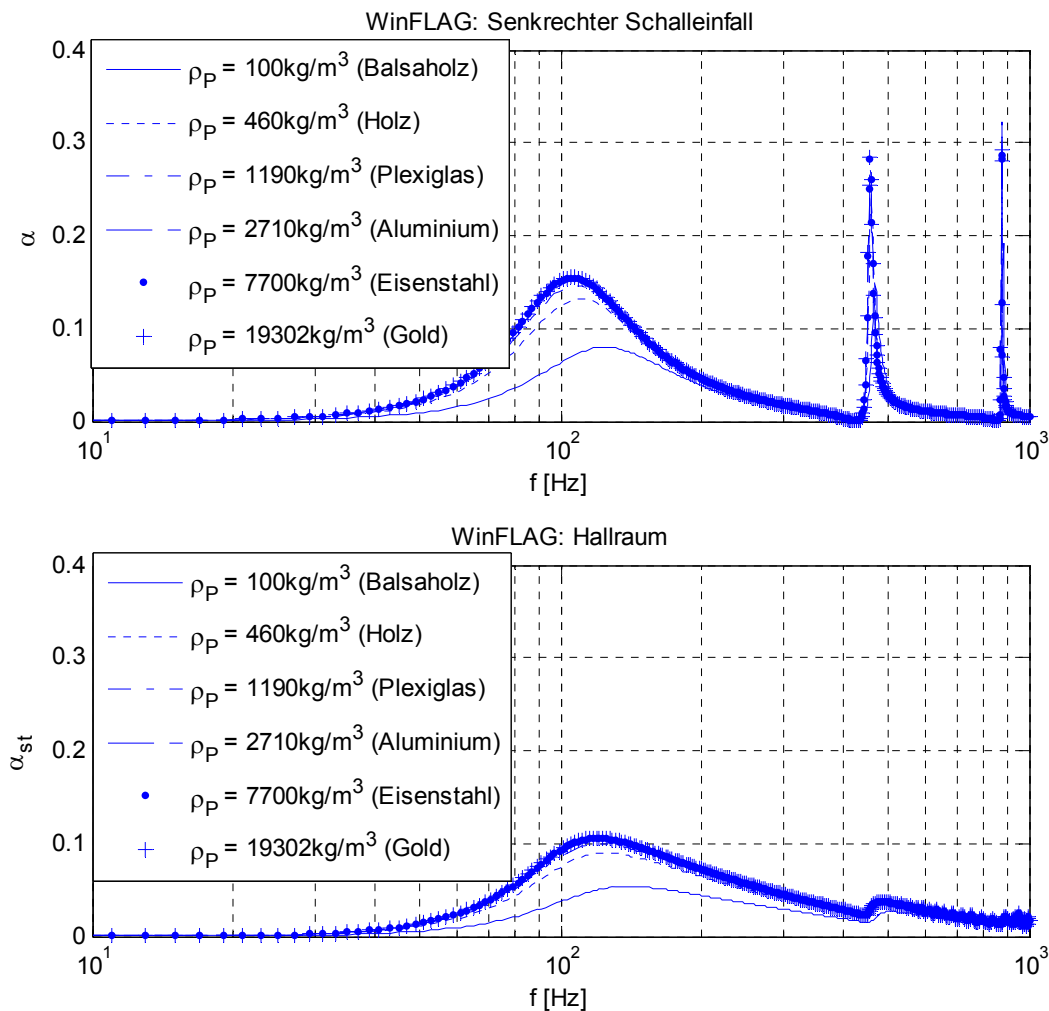


Abb. 4.18: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren für variable Plattenmaterialdichten ρ_P , **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

In Abb. 4.18 wurde bewusst auf die Simulation der Absorptionsfrequenzgänge von Schlitzplatten-Resonatoren mit einem Vlies direkt hinter der Schlitzplatte verzichtet, um die Übersichtlichkeit zu bewahren.

Man kann aus Abb. 4.18 herauslesen, dass die Masse der Schlitzplatte auch eine Rolle im Absorptionsverhalten des Schlitzplatten-Resonators spielt. Die Resonanzfrequenz kann sich leicht und das Absorptionsgradmaximum sogar stark verändern. Allerdings muss man hier anmerken, dass dies eine theoretische Aussage ist, weil sich die Absorptionsgradkurve nur im Bereich sehr kleiner Plattenmaterialdichten stark verändert. Solche Materialien kann man für den Bau von Resonatoren aus Stabilitätsgründen allerdings nicht verwenden. Man erkennt, dass sich ab dem *Plexiglas* hin zu größeren Plattenmaterialdichten die Absorptionsgradkennlinien nur geringfügig verändern. Deshalb kann der Einfluss der Platte (siehe Kap. 3.5) auf die Absorptionscharakteristik von Schlitzplatten-Resonatoren in der Praxis als gering eingeschätzt werden. Eine Ausnahme bilden hier sogenannte mikroperforierte Absorber, bei welchen die *Frontplatte* durch eine Folie realisiert wird.

Die Materialien *Balsaholz* und *Gold* wurden nur zur Veranschaulichung der Extremfälle verwendet. Praktisch verwenden kann man beide nicht, Gold wegen seines Preises und Balsaholz auf Grund seiner geringen Materialstabilität (Korpus des Resonators könnte bei Transport leicht brechen).

	ρ_P	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	100 kg/m ³	125,12	0,08	114,11	1,10
	460 kg/m ³	111,11	0,13	92,09	1,21
	1190 kg/m ³	107,11	0,15	90,09	1,19
	2710 kg/m ³	107,11	0,15	88,09	1,22
	7700 kg/m ³	105,10	0,15	86,09	1,22
	19302 kg/m ³	105,10	0,16	86,09	1,22
WinFLAG: Hallraum	100 kg/m ³	139,14	0,05	230,23	0,60
	460 kg/m ³	125,12	0,09	196,20	0,64
	1190 kg/m ³	121,12	0,10	188,19	0,64
	2710 kg/m ³	121,12	0,10	188,19	0,64
	7700 kg/m ³	119,12	0,11	186,19	0,64
	19302 kg/m ³	119,12	0,11	184,18	0,65

Tabelle 4.10: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.18**

Auch in Tabelle 4.10 ist zu erkennen, dass sich praktisch alle, den Resonator kennzeichnenden Daten, ab dem Material *Plexiglas* kaum mehr verändern.

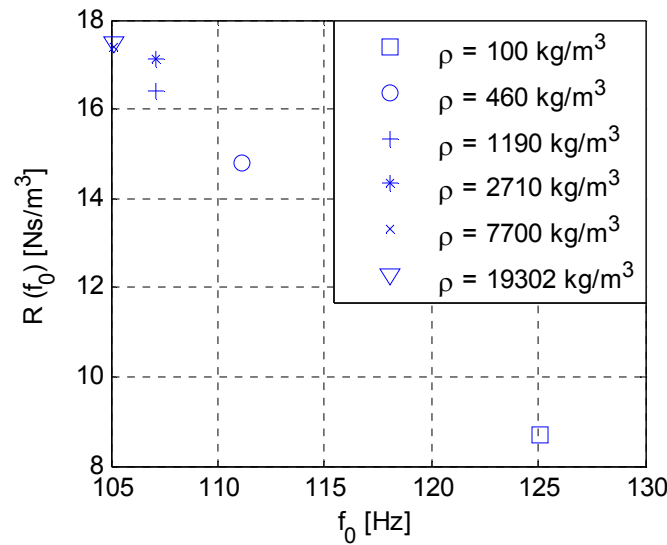


Abb. 4.19: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Plattenmaterialdichten ρ bei deren Resonanzfrequenzen; WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies

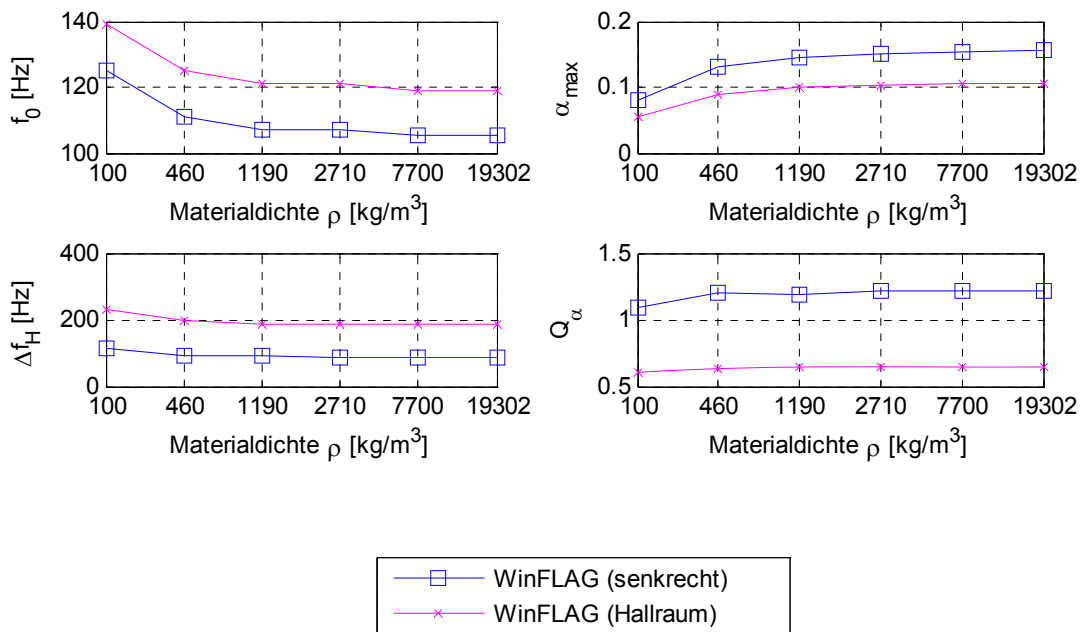


Abb. 4.20: Graphische Darstellung der **Tabelle 4.10**

Da Gl. (3.54) erst ab einer Materialdichte von 460-1190 kg/m³ gilt, ist die Resonanzfrequenz oberhalb dieses Wertes annähernd konstant. Darunter hängt die Resonanzfrequenz zusätzlich zum Strömungswiderstand auch von den Massenbelägen der Platte und der Luft in den Schlitzen ab und liegt dort deutlich höher.

Das Absorptionsgradmaximum ist oberhalb dieses vorher erwähnten Bereiches annähernd konstant, darunter fällt es ab, siehe Abb. 4.1 und Abb. 4.19.

Auch die Halbwertsbreite ist oberhalb des vorhin erwähnten Wertebereiches der Materialdichte annähernd konstant, unterhalb ist sie auch vom Massenbelag der Platte abhängig und fällt deshalb höher aus.

Die Güte ergibt sich wie in den vorangegangenen Kapiteln aus der Resonanzfrequenz und der Halbwertsbreite, siehe Gl. (2.9).

4.2.6 Variable Füllung mit einem porösen Absorber

b	[mm]	2
B	[mm]	100
l_0	[mm]	15
ρ_P	[kg/m ³]	460
d	[mm]	400

Tabelle 4.11: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Füllung

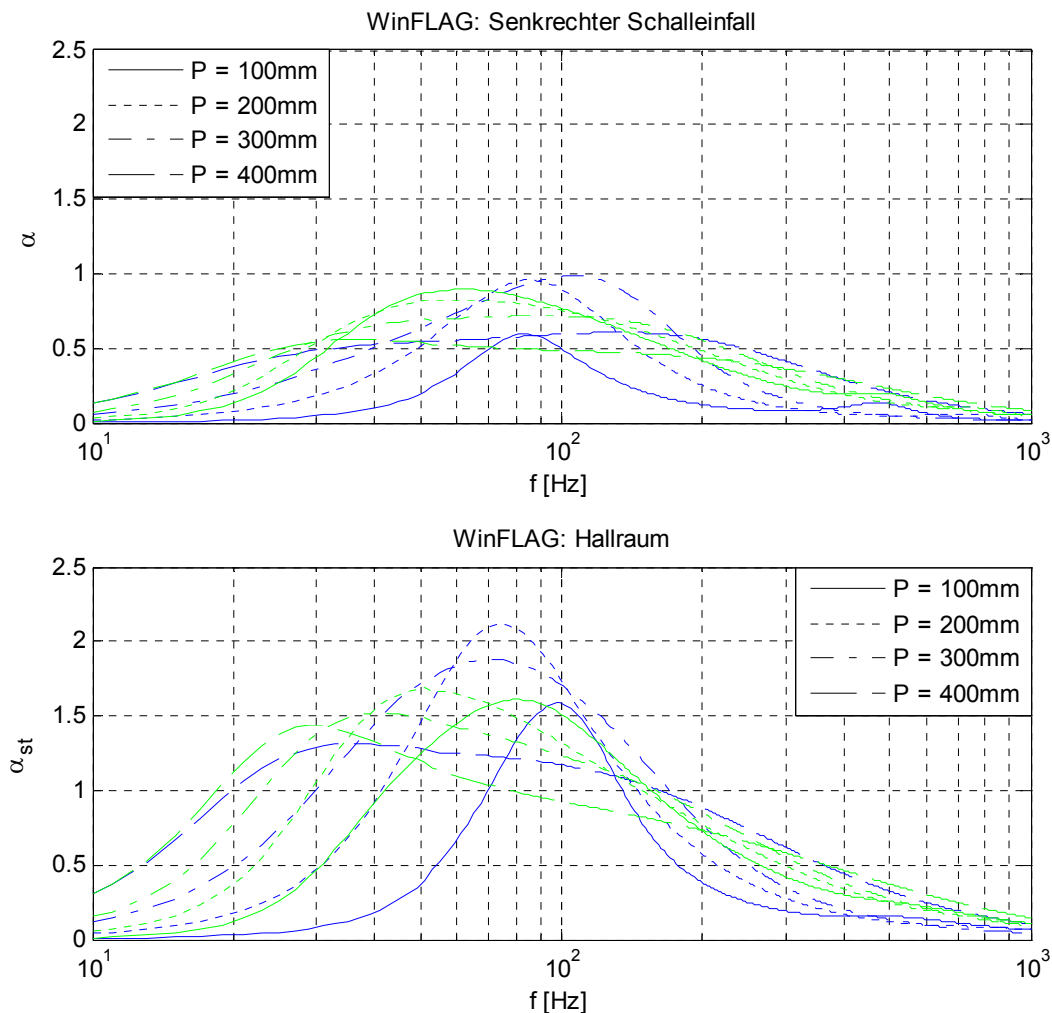


Abb. 4.21: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Dicke eines porösen Absorbers P im Inneren des Schlitzplatten-Resonators (**grün:** Daten mit Vlies), **oben:** WinFLAG senkrechter Schalleinfall **unten:** WinFLAG Hallraum

		P	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
WinFLAG: senkrecht	Ohne Vlies	100 mm	83,08	0,59	70,07	1,19
		200 mm	85,08	0,96	100,10	0,85
		300 mm	107,11	0,99	154,15	0,69
		400 mm	0,00	0,00	0,00	0,00
WinFLAG: senkrecht	Mit Vlies	100 mm	61,06	0,90	158,16	0,39
		200 mm	61,06	0,83	204,20	0,30
		300 mm	0,00	0,00	0,00	0,00
		400 mm	37,04	0,56	402,40	0,09
WinFLAG: Hallraum	Ohne Vlies	100 mm	99,10	1,58	84,08	1,18
		200 mm	75,07	2,11	98,10	0,77
		300 mm	69,07	1,88	148,15	0,47
		400 mm	37,04	1,31	270,27	0,14
WinFLAG: Hallraum	Mit Vlies	100 mm	81,08	1,61	146,15	0,55
		200 mm	51,05	1,68	154,15	0,33
		300 mm	41,04	1,52	206,21	0,20
		400 mm	29,03	1,44	192,19	0,15

Tabelle 4.12: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der **Abb. 4.21**

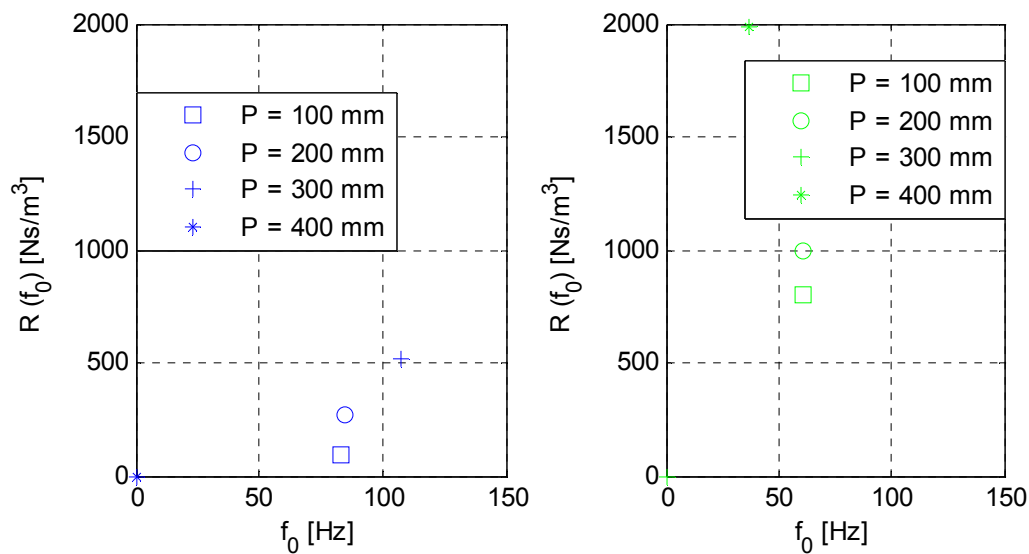


Abb. 4.22: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Füllung mit porösem Material P bei deren Resonanzfrequenzen; **links:** WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; **rechts:** WinFLAG (senkrecht) mit Vlies

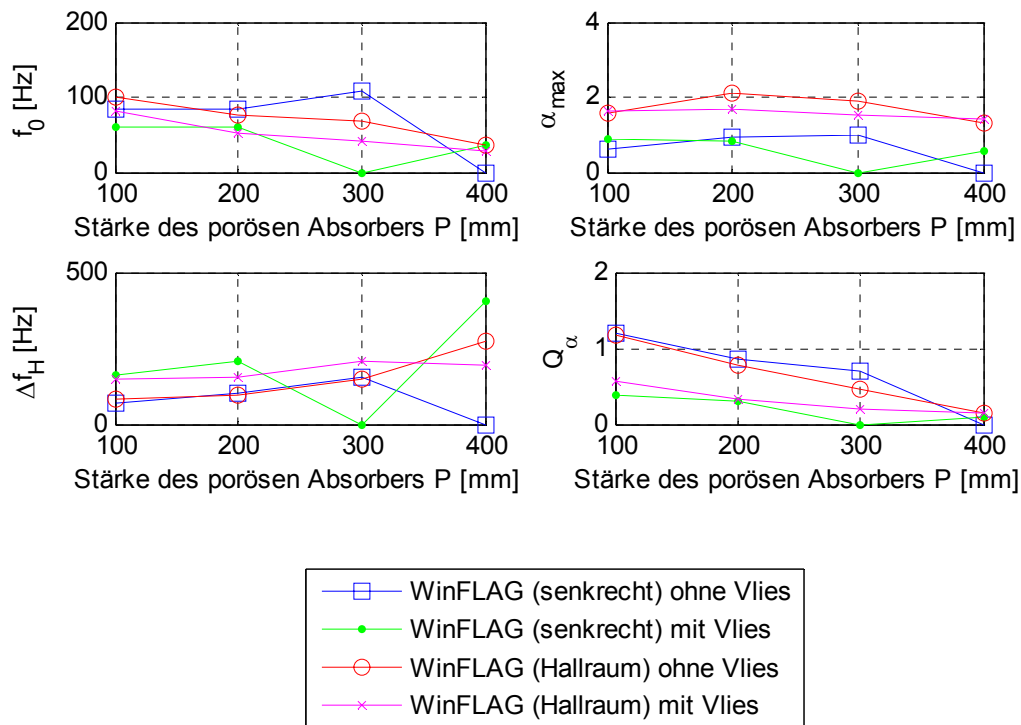


Abb. 4.23: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.12

In der Abb. 4.23 erkennt man für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies*, dass bei der Stärke des porösen Absorbers von 400 mm die Amplituden aller Teilabbildungen Null sind. Dasselbe gilt für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* bei 300 mm Stärke des porösen Absorbers. Dies liegt daran, dass bei diesen Stärken die Resonanzfrequenzen der Absorptionsgradkurven nicht ermittelt werden konnten, da die nächsten Resonanzüberhöhungen so nahe liegen und die Resonanzgipfel so breit sind, dass diese miteinander verschmelzen und man keine eindeutige einzelne Resonanzkurve mehr erkennen kann.

Resonanzfrequenz f_0 :

Bis auf die Nullstellen steigen die Resonanzfrequenzen für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und sinken für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* für steigende Stärke des porösen Absorbers.

Absorptionsgradmaximum α_{\max} :

Für die verschiedenen Stärken der porösen Absorber in den Resonatoren ergeben sich ihre jeweiligen Strömungswiderstandsverläufe über der Frequenz wie in Abb. 4.22 abgebildet. Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* werden die Strömungswiderstände direkt aus Abb. 4.22 abgelesen.

Bei den Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* kann man den Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.23 am besten nachvollziehen, indem man mit den Strömungswiderstandswerten aus Abb. 4.22 links in Abb. 4.1 geht.

Für die Simulationen *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* kann man den Verlauf der Absorptionsgradmaxima in Abb. 4.23 nachvollziehen, indem man mit den Werten aus Abb. 4.17 rechts in Abb. 4.1 geht. Die Strömungswiderstände steigen an und liegen alle über dem Wert von Z_0 . Somit fallen die Absorptionsgradmaxima (siehe dazu Abb. 4.1).

Halbwertsbreite Δf_H :

Die Halbwertsbreiten der Simulationen *WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies* und *WinFLAG (senkrecht) mit Vlies* steigen an, da die Strömungswiderstände dieser Simulationen auch ansteigen, siehe Gl. (4.3).

Güte Q_α :

Die Güten der Simulationen folgen direkt aus der Gl. (2.9).

4.3 Zusammenfassung

Dieses Kapitel befasste sich mit der Dimensionierung und Simulation von Schlitzplatten-Resonatoren zur Bedämpfung des Frequenzbereiches zwischen 100 Hz und 500 Hz. Es wurde hauptsächlich auf die Veränderung der aussagekräftigsten Simulationsgrößen der Absorptionsgradkurven durch Variation der Resonator-Parameter eingegangen. Diese aussagekräftigsten Simulationsgrößen sind: Resonanzfrequenz f_0 , Absorptionsgradmaximum α_{\max} , Halbwertsbreite Δf_H und Güte Q_α . Beispielsweise sinkt die Resonanzfrequenz des Schlitzplatten-Resonators mit zunehmender Schlitzplattenstärke. All diese Veränderungen der aussagekräftigsten Simulationsgrößen wurden in diesem Kapitel zusammengefasst.

Im folgenden Kapitel geht es um eine Abschätzung der Kosten, die entstehen würden, wenn man die Simulationsergebnisse aus diesem Kapitel oder auch von anderen Simulationen durch Messungen in einem Hallraum validieren wollte. Dafür müssen gewisse Vorgaben für die Absorptionsgradmessung im Hallraum eingehalten werden, wozu auch die für den Bau von Resonatoren maßgebliche einzuhaltende Grundfläche gehört.

5 Kostenkalkulation für Validierungsmessungen im Hallraum

Dieses Kapitel behandelt die Abschätzung der Kosten, die entstehen würden, wenn man Schlitzplatten-Resonatoren für deren Schallabsorptionsgradmessung in einem Hallraum bauen würde, um Vergleichsmessungen zu den Simulationsergebnissen aus WinFLAG (siehe Kap. 5.3) durchführen zu können. Es gliedert sich in die geometrischen Vorgaben an den Prüfling (Schlitzplatten-Resonator) in einem Hallraum, in den Aufbau der Resonatoren in Bezug auf Modularität, in die Simulation des Schallabsorptionsgrades der Resonatoren mit WinFLAG und in die Kostenaufstellung für die praktische Realisierung solcher Resonatoren.

5.1 Vorgaben für Hallraummessung

Gemessen wird der Schallabsorptionsgrad von Schlitzplatten-Resonatoren in einem Hallraum. In so einem Hallraum ist durch die Raumgeometrien und die stark reflektierend aufgebaute Raumboberfläche die Schallenergie im ganzen Raum in etwa gleich verteilt. Dies wird dafür genutzt, um realitätsnahe Aussagen darüber treffen zu können, wieviel Schallenergie dem Raum von Schallabsorbern durch die Absorption entzogen wird.

Die ISO-Norm [ISO 354] schreibt für ein Raumvolumen des Hallraumes bis 200 m^3 eine Grundfläche des Prüflings von $10 - 12\text{ m}^2$ vor. Diese Arbeit bezieht sich auf diese Parameter. Ist der Hallraum größer als 200 m^3 , muss die einzubringende Grundfläche des Prüflings entsprechend [ISO 354] auch größer werden.

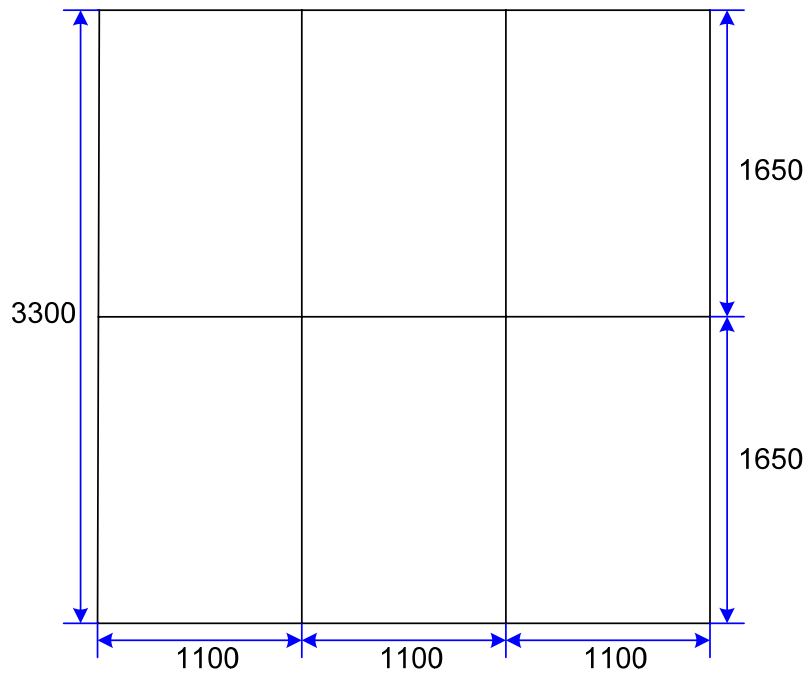


Abb. 5.1: Grundfläche der Schlitzplatten-Resonatoren von $10,89 \text{ m}^2$, für die Schallabsorptionsgradmessung im Hallraum (alle Maße in mm)

Laut [ISO 354] darf das Seitenlängenverhältnis der Grundfläche des Prüflings im Hallraum zwischen 0,7 und 1 betragen. Hier wird auf den Fall der quadratischen Grundfläche bezogen, weil man in der Simulationssoftware WinFLAG nur quadratische Grundflächen angeben kann. Diese Grundfläche wird in 6 gleich große Resonatorgrundflächen unterteilt. Die Vorteile dieser Unterteilung sind folgende: Erstens sind die Plattenschwingungen umso hochfrequenter, je kleiner die Plattenabmessungen sind. Somit beeinflussen die Schwingungen die tieffrequente Absorption von Schlitzplatten-Resonatoren weniger. Zweitens lassen sich diese kleinen Resonatoren viel leichter transportieren und drittens sind sie auch stabiler.

Die Deckplatten von Resonatoren in der Größe der Originalplatten (siehe Tabelle 5.1) würden beim Transport oder beim Deckplattenwechsel sehr leicht brechen. Ein weiterer Vorteil der sechs gleich großen Resonatoren liegt in der Tatsache, dass bei eventuellen Schwingungen der Deckplatten alle Deckplatten gleich schwingen. Dadurch können zusätzliche Verfälschungen, welche durch unterschiedliche Resonatorgeometrien entstehen, vermieden werden.

Für genauere Angaben wie man ein Prüfobjekt in einem Hallraum zu installieren hat, bevor man die Schallabsorptionsgradmessung durchführen kann, empfiehlt es sich die Norm [ISO 354] genauer zu studieren.

5.2 Resonatoraufbau

Aus der Abb. 5.2 und Abb. 5.3 ist die modulare Bauweise der Schlitzplatten-Resonatoren zu erkennen. Diese ist vorgesehen, damit man die Parameteränderungen für die Schallabsorptionsgrad-Messungen im Hallraum möglichst schnell und einfach durchführen kann.

In Abb. 5.2 ist der prinzipielle Aufbau eines Schlitzplatten-Resonators dargestellt. Dabei ist die oberste Schicht die eigentliche Schlitzplatte, die unteren beiden Schichten fungieren als Volumen hinter der Schlitzplatte. Die mittlere Schicht ist in diesem Fall optional, sie stellt nur einen Aufdopplungsrahmen dar. Erst die unterste Schicht hat auch eine Platte als Grundfläche und ist somit schallhart und schalldicht abgeschlossen. Dies muss gewährleistet sein, weil ansonsten der Resonanzeffekt dieser Absorberart deutlich verändert wird.

Für die Schlitzplatte in Abb. 5.2 ist ein Rahmen aus Holzleisten vorgesehen, auf den dann die Bretter im Abstand B aufgeschraubt werden. Die anderen Elemente werden durch Verbindung mit Flachdübeln und Holzleim aufgebaut. Um die Verbindung der einzelnen Elemente miteinander zu bewerkstelligen, werden Gewindestangen und Flügelmuttern benutzt. Dies hat den Vorteil, dass man die einzelnen Elemente fest miteinander verbinden und somit einen relativ luftdichten Kasten erzeugen kann.

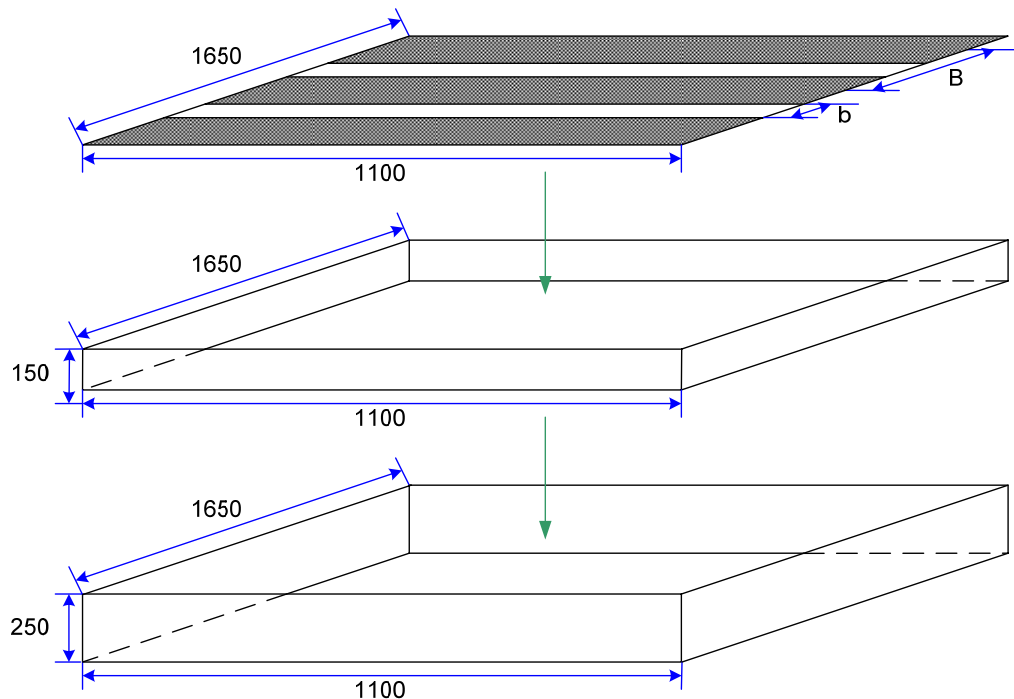


Abb. 5.2: Prinzipieller Aufbau des Schlitzplatten-Resonators (alle Maße in mm)

In diesem Kapitel werden Beispiele von Schlitzplatten-Resonatoren aufgezeigt, welche alle aus Pappelsperrholz gebaut sind, siehe Tabelle 5.1. Dieses Material stellt einen Kompromiss aus Plattensteifigkeit und Preis dar. Je dicker eine Platte wird, desto weniger stark kann sie vom Schallfeld in Schwingung versetzt werden, allerdings nimmt auch der Preis mit der Plattenstärke zu.

Materialparameter von Holzplatten, die für den Bau der Schlitzplatten-Resonatoren eingesetzt werden könnten:

Pappelsperrholz (Multilayered poplar plywood panel)		
Verleimung		7-fach
Länge	[mm]	2520
Breite	[mm]	1720
Stärke	[mm]	15
Dichte	[kg/m ³]	400-470

Tabelle 5.1: Holzplatten-Parameter

Diese Materialparameter stammen aus dem zugehörigen Datenblatt der Firma Reni [RENI]. In dieser Arbeit wird eine Plattendichte von 460 kg/m^3 angenommen. Die Länge und die Breite der Platten spielt insofern eine Rolle, als dass man beim Bau der Resonatoren einiges einsparen kann, wenn man zuviel unnötigen Verschnitt vermeidet. Darum wurde die Grundflächenform der Schlitzplatten-Resonatoren wie in Abb. 5.2 gewählt, um bei Aneinanderreihung der Resonatoren laut Abb. 5.1 eine Grundfläche innerhalb des genormten Bereiches von $10\text{-}12 \text{ m}^2$ zu bekommen. In diesem Fall ist die Grundfläche $10,89 \text{ m}^2$ groß.

Verschiedene Absorberdeckflächen (Schlitzplatten):

Um wie in Kapitel 5.3 die Unterschiede zwischen verschiedenen Schlitzbreiten sowie auch verschiedenem Schlitzabstand durch Simulationen und Messungen im Hallraum herausarbeiten zu können, ist es notwendig, verschiedene Schlitzplatten herzustellen, siehe Abb. 5.3.

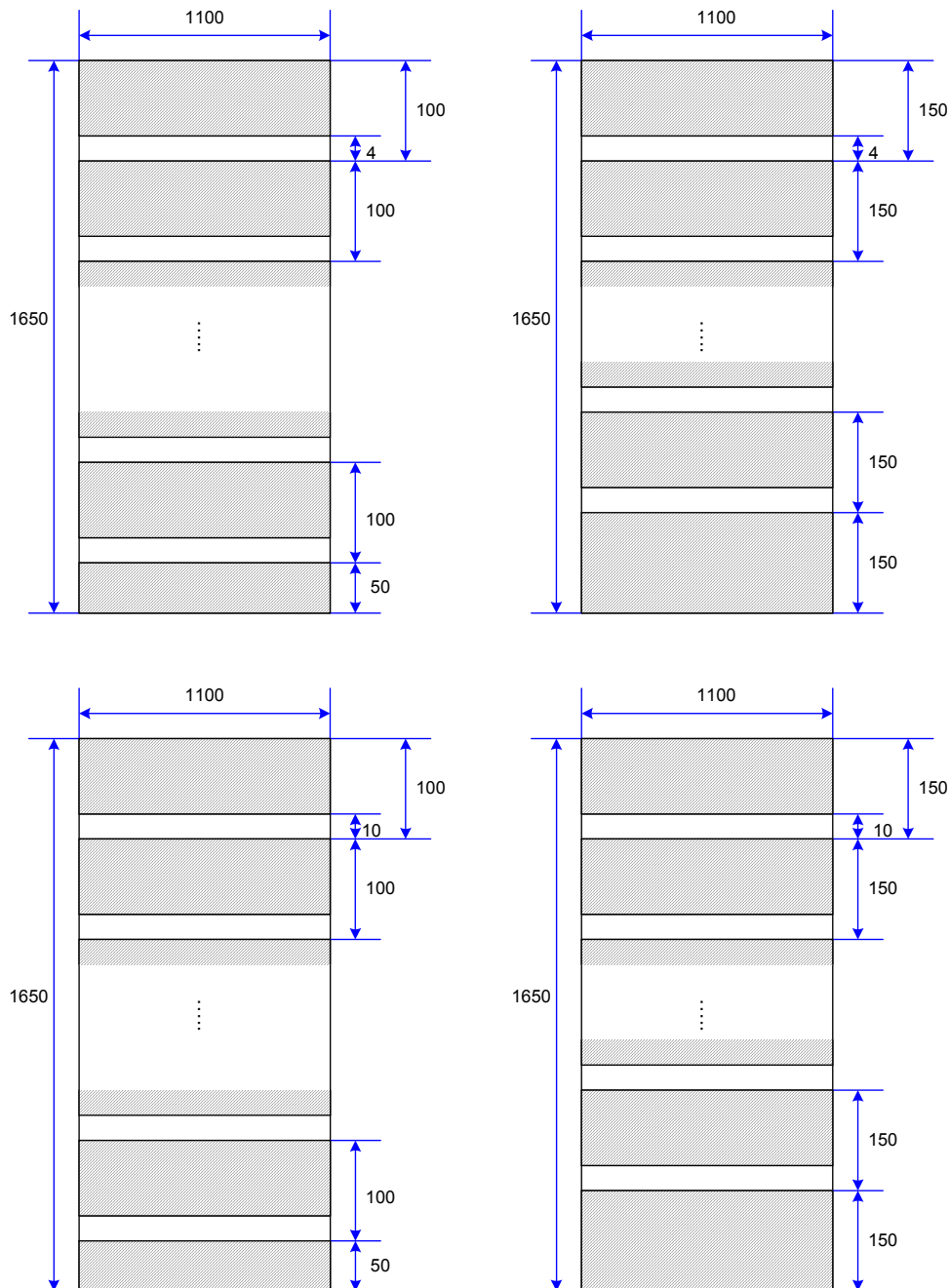


Abb. 5.3: Prinzipielle Darstellung der vier verschiedenen Deckflächen des Schlitzplatten-Resonators (alle Maße in mm)

5.3 Simulationen

Bei allen folgenden Simulationen wurde auf die Diskussion der Ergebnisse verzichtet, da dies bereits in Kap. 4 ausführlich geschehen ist. Außerdem geht es hier ausschließlich um Hallraum-Simulationen von Schlitzplatten-Resonatoren für welche, laut [VIGRAN MANUAL], die Richtigkeit nicht garantiert ist (siehe Kap. 3.2 Reverberation room).

5.3.1 Variabler Wandabstand

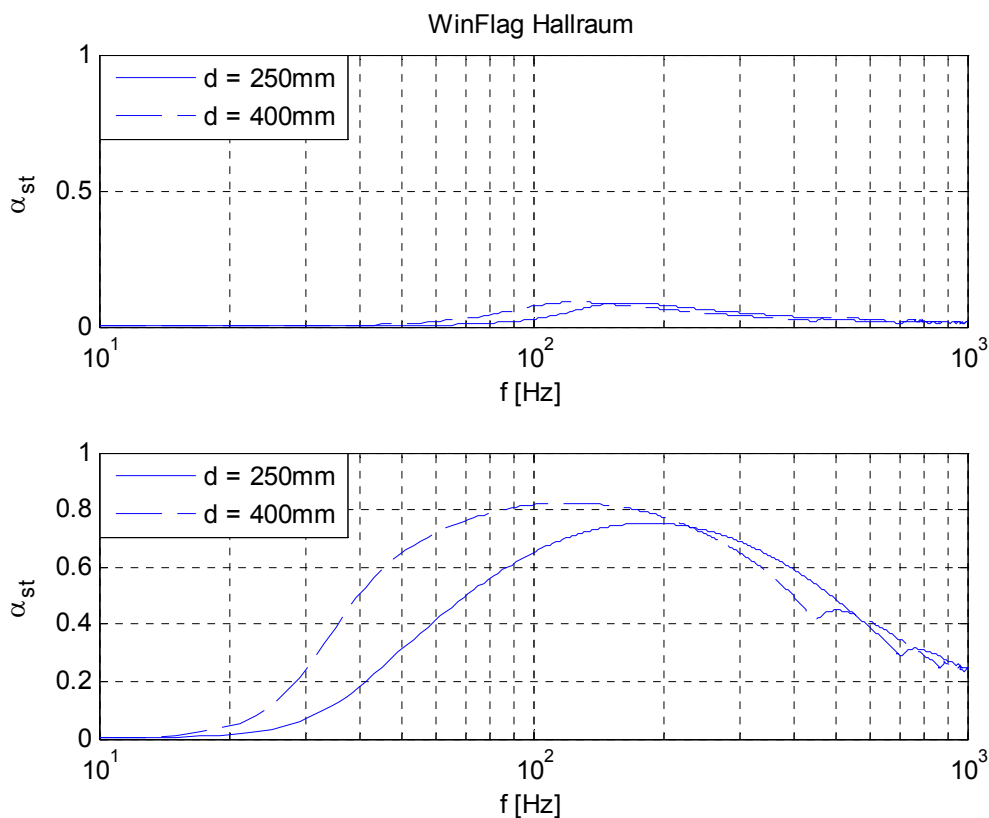


Abb. 5.4: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (**oben:** Ohne Vlies, **unten:** Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen

	d	f_0 [Hz]	α_{max}	Δf_H [Hz]	Q_α
Ohne Vlies	250 mm	165,16	0,09	232,23	0,71
	400 mm	125,12	0,09	198,20	0,63
Mit Vlies	250 mm	187,19	0,75	558,56	0,33
	400 mm	121,12	0,82	560,56	0,22

Tabelle 5.2:Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen

5.3.2 Variable Schlitzbreite

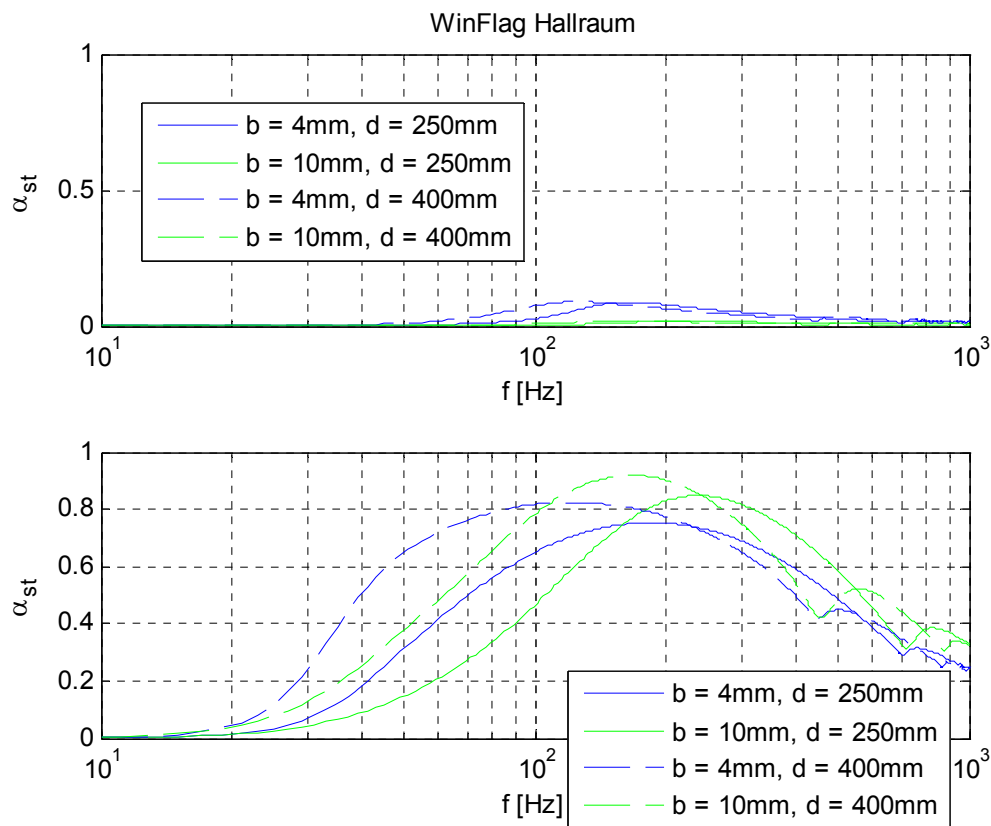


Abb. 5.5: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (**oben:** Ohne Vlies, **unten:** Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen und Schlitzbreiten

	d	b	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
Ohne Vlies	250 mm	4 mm	165,16	0,09	232,23	0,71
		10 mm	221,22	0,02	366,37	0,60
	400 mm	4 mm	125,12	0,09	198,20	0,63
		10 mm	163,16	0,02	0	0
Mit Vlies	250 mm	4 mm	187,19	0,75	558,56	0,33
		10 mm	239,24	0,85	532,53	0,45
	400 mm	4 mm	121,12	0,82	560,56	0,22
		10 mm	167,17	0,92	0	0

Tabelle 5.3: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen und Schlitzbreiten

5.3.3 Variabler Schlitzabstand

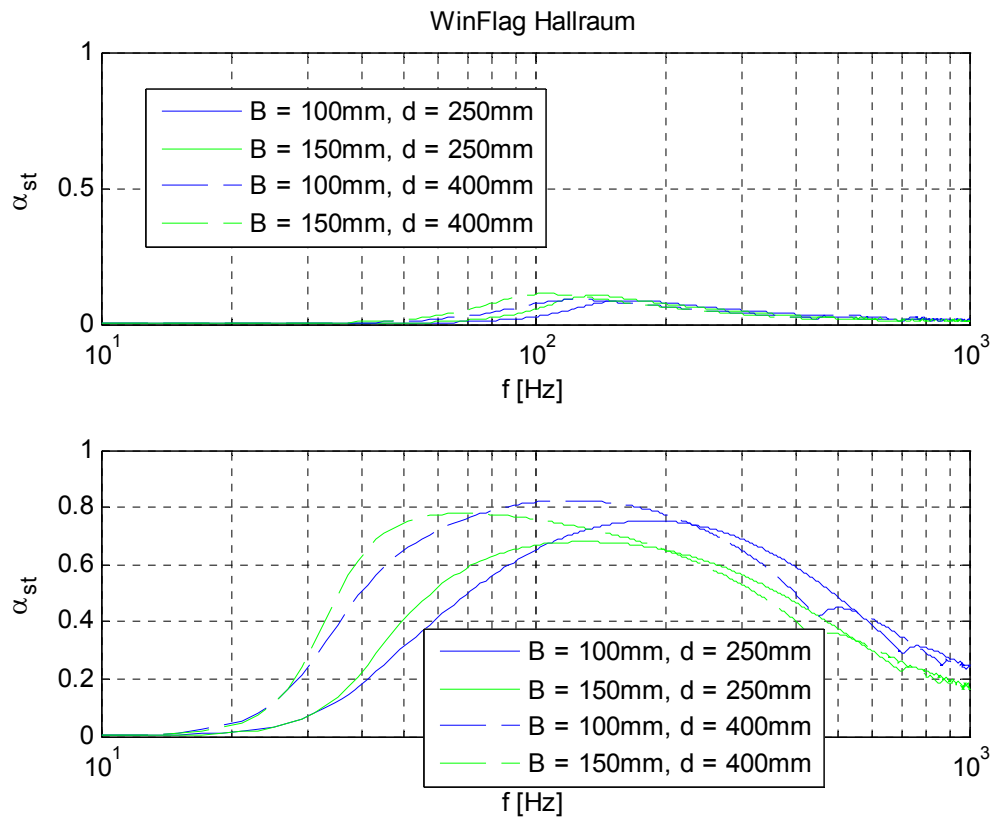


Abb. 5.6: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (**oben:** Ohne Vlies, **unten:** Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wand- und Schlitz-Abständen

	d	B	f_0 [Hz]	α_{max}	Δf_H [Hz]	Q_α
Ohne Vlies	250 mm	100 mm	165,16	0,09	232,23	0,71
		150 mm	137,14	0,11	174,17	0,79
	400 mm	100 mm	125,12	0,09	198,20	0,63
		150 mm	105,10	0,11	152,15	0,69
Mit Vlies	250 mm	100 mm	187,19	0,75	558,56	0,34
		150 mm	131,13	0,68	500,50	0,26
	400 mm	100 mm	121,12	0,82	560,56	0,22
		150 mm	67,07	0,78	378,38	0,18

Tabelle 5.4: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wand- und Schlitz-Abständen

5.3.4 Variable Füllung mit einem porösen Absorber

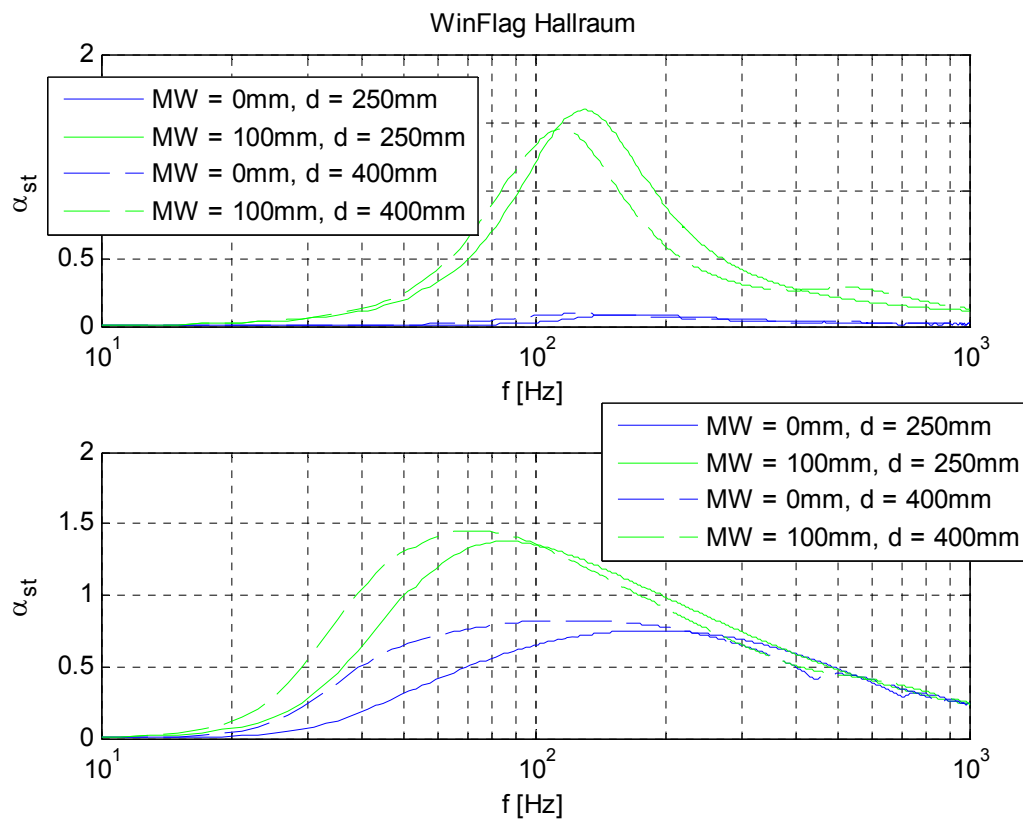


Abb. 5.7: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (**oben:** Ohne Vlies, **unten:** Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen, einmal ohne Mineralwolle und einmal mit Mineralwolle gefüllt (MW steht für mitteldichte Mineralwolle)

	d	MW	f_0 [Hz]	α_{\max}	Δf_H [Hz]	Q_α
Ohne Vlies	250 mm	-	165,16	0,09	232,23	0,71
		100 mm	137,14	0,11	174,17	0,79
	400 mm	-	125,12	0,09	198,20	0,63
		100 mm	105,10	0,11	152,15	0,69
Mit Vlies	250 mm	-	187,19	0,75	558,56	0,34
		100 mm	131,13	0,68	500,50	0,26
	400 mm	-	121,12	0,82	560,56	0,22
		100 mm	67,07	0,78	378,38	0,18

Tabelle 5.5: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen, einmal ohne Mineralwolle und einmal mit Mineralwolle gefüllt

5.4 Kostenaufstellung

Diese Kostenaufstellung bezieht sich rein auf Schlitzplatten-Resonatoren. Möchte man diese dennoch mit anderen Resonatortypen vergleichen, beispielsweise Lochplatten-Resonatoren oder Platten-Resonatoren, muss man lediglich die Kosten für die anderen Deckflächen hinzufügen, der Korpus der Resonatoren bleibt ident.

Angebot der Firma [ZENGERER] über die Holzplatten plus Zuschnitt:

Bezeichnung: Sperrplatte Pappel BB/BB 7-fach AW100

Länge [m]	Breite [m]	Stückzahl	Preis [€m ²]	Fläche [m ²]
2,52	1,72	17	10,26	73,6848
Holzpreis				765,10 €
Schneidezeit				160,00 €
Zustellung				39,00 €
Nettobetrag				955,01 €
20% MWSt				191,00 €
Gesamtbetrag				1.146,01 €

Tabelle 5.6: Holzpreis

Angebot der Firma [ZENGERER] über die Holzleisten:

Bezeichnung: Vierkanteleiste, Länge 1650mm, Breite: 15mm, Stärke/Höhe: 15mm, Holzart: Buche

Länge [m]	Stückzahl	Gesamtlänge [m]	Preis [€m]
1,65	48	79,2	3,3
Nettobetrag			261,36 €
20% MWSt			52,27 €
Gesamtbetrag			313,63 €

Tabelle 5.7: Vierkanteleistenpreis

Zu diesen Kosten kommen noch die Werkstatt-Miete und die Kosten für Kleinmaterial (Flachdübel, Holzleim, Schrauben, Gewindestangen, Versenkbolzen mit Innengewinde, Schraubenmuttern, usw.) dazu. Außerdem auch noch die Kosten für die einzubringende Mineralwolle und das Akustikvlies (Preise aus dem Internet).

Platten	1.146,01 €
Leisten	313,63 €
Werkstatt-Miete	100,00 €
Mineralwolle	60,00 €
Akustikvlies	71,40 €
Kleinmaterial	400,00 €
Gesamtbetrag	2.091,04 €

Tabelle 5.8: Gesamtpreis

Damit ergibt sich ein endgültiger Gesamtbetrag für die Herstellung der notwendigen Anzahl an Schlitzplatten-Resonatoren von ca. 2100€. Die Baukosten liegen allerdings deutlich höher, wenn der Resonatorbau extern vergeben wird. Außerdem ist der in Tabelle 5.8 angegebene Betrag für die Werkstatt-Miete ein Freundschaftspreis, dieser wird normalerweise auch deutlich höher ausfallen.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde erarbeitet, wie viel eine Validierung der Simulationsergebnisse aus WinFLAG durch Absorptionsgradmessungen im Hallraum kosten würde. Dazu wurden Schlitzplatten-Resonatoren für die Schallabsorption des in der Aufgabenstellung geforderten Frequenzbereiches dimensioniert und deren modularer Aufbau, besonders in Hinsicht auf eine Hallraummessung, beschrieben. Mit den aus der Dimensionierung gewonnenen Abmessungen der Resonatoren wurde eine Kostenaufstellung der Materialien anhand eingeholter Angebote erstellt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ging es vorrangig um die Dimensionierung von Helmholtz-Resonatoren zur Bedämpfung des Frequenzbereiches zwischen 100 Hz und 500 Hz. Diese Dimensionierungen wurden durch Simulationen des Schallabsorptionsgrades mit der Simulationssoftware WinFLAG validiert. Das Hauptaugenmerk bei diesen Simulationen wurde auf die Veränderung der Schallabsorptionsgradkurven, auf Grund von Parameterveränderungen des Resonators, und die daraus gewonnen Erkenntnisse gelegt. Um die Berechnungsweise der Simulationssoftware WinFLAG besser verstehen zu können, wurde in Form von Matlab-Tool 2 ein Versuch unternommen diese Berechnungsweise, zumindest für senkrechten Schalleinfall, nachzustellen. Dies ist bis auf die Ermittlung des Strömungswiderstandes des Resonators auch sehr gut gelungen. Abgeschlossen wurde diese Arbeit durch eine Kostenaufstellung für den Bau von Schlitzplatten-Resonatoren, die zu Validierungszwecken der Software WinFLAG im Hallraum in Bezug auf deren Schallabsorptionsgradkurven vermessen werden könnten. Die Kosten hierfür belaufen sich etwa auf 2100€

In Kap. 2 wurden die akustischen Grundlagen dieser Arbeit behandelt. Ausführlich wurde auf die Grundlagen von Helmholtz-Resonatoren (Kap. 2.1) eingegangen, da diese die Basis dieser Arbeit bilden. Als nächstes wurde der Einzelhelmholtz-Resonator behandelt, welcher zwar das Grundprinzip von Helmholtz-Resonatoren wiedergibt, in der Praxis aber so gut wie gar nicht angewandt wird. Der Grund dafür liegt darin, dass der Absorptionsgrad von Einzelhelmholtz-Resonatoren viel zu klein ist. Anschließend wurde der Plattenresonator behandelt, um die Auswirkungen des Schallfeldes auf eine Platte zu veranschaulichen. Diese Auswirkungen gibt es nämlich keinesfalls nur beim Plattenresonator, sondern auch bei Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren. Sie werden bei diesen nur meistens vernachlässigt. Eine Gegenüberstellung von Loch- und Schlitzplatten-Resonatoren zeigte dann, dass es, außer in baulicher Hinsicht keine Präferenz eines dieser beiden Resonatortypen gibt. Beide lieferten bei dementsprechender Dimensionierung genau dieselben Simulationsergebnisse des Absorptionsfrequenzganges. Abgeschlossen wurde dieses Kapitel durch Behandlung der *äquivalenten Schallabsorptionsfläche* eines Raumes. Dabei wurde auch auf die *äquivalente Schallabsorptionsfläche* von Helmholtz-Resonatoren eingegangen. Sie ist jene Fläche, die die gleiche Schallenergie absorbieren würde, wie der gesamte Raum mit seinen Einrichtungsgegenständen.

Kap. 3 behandelte die Simulationssoftware WinFLAG. Zu Beginn dieses Kapitels wurde auf die Simulationsvarianten und die grundlegendste Bedienung der Software eingegangen. Als nächstes wurden die verschiedenen Arten des Schalleinfalles besprochen, welche in WinFLAG einstellbar sind. Diese sind: senkrechter bis paralleler Schalleinfall, diffuser Schalleinfall und Hallraum. Bei der Einstellung *Hallraum* wird in der Software ein Schalleinfall simuliert, welcher im realen Hallraum auf den Prüfling eintreffen würde. Danach wurden die verschiedenen Modelle von porösen Absorbern angeführt, welche in WinFLAG implementiert sind und zur Auswahl stehen. Da in dieser Arbeit für die Simulation von

porösen Absorbern das *Modell des porösen Absorbers von Mechel* herangezogen wurde, wurde auf dieses im Folgenden genauer eingegangen. Dieses Modell von Mechel setzt sich aus dem Rayleigh-Modell im tiefen Frequenzbereich und aus dem *Delany-Bazley-Modell* im Bereich mittlerer bis hoher Frequenzen zusammen. Es geht vor allem darum, wie und an welcher Position im Frequenzgang die beiden Modelle ineinander übergeführt werden können. Den Abschluss dieses Kapitels bildete eine Gegenüberstellung der Simulationswerkzeuge WinFLAG, Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2. Damit ist es, unter anderem, möglich, den Schallabsorptionsgrad von Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren bei senkrechtem Schalleinfall zu simulieren. Matlab-Tool 2 entstand aus dieser Arbeit. Mit diesem Werkzeug ist wie beim Matlab-Tool 1 möglich, den Schallabsorptionsgrad von Loch- bzw. Schlitzplatten-Resonatoren bei senkrechtem Schalleinfall zu simulieren, nur dass bei diesem Werkzeug eine leicht abgeänderte Berechnungsmethodik zur Anwendung kommt. Durch diese veränderte Berechnungsmethodik ist es möglich, sehr nahe an die Simulationsergebnisse von WinFLAG heranzukommen.

In Kap. 4 wurden die Simulationsergebnisse von WinFLAG (mit senkrechtem Schalleinfall und Hallraum) und Matlab-Tool 1 gezeigt und gegenübergestellt. Es wurde außerdem bei allen Simulationen gezeigt, was sich am Absorptionsgrad verändert, wenn man ein akustisches Vlies hinter der Schlitzplatte positioniert und somit den Strömungswiderstand des Resonators verändert. Bei den Simulationen innerhalb jedes Unterkapitels von Kap. 4 wurde nur ein Resonatorparameter verändert, um zu zeigen, was diese Veränderung in Bezug auf den Schallabsorptionsgrad bewirkt. Zusätzlich zu den Simulationen wurde in jedem Unterkapitel eine Tabelle erstellt, die aufzeigt, wie sich die Resonatorparameter (Resonanzfrequenz, Absorptionsgradmaximum, Halbwertsbreite und Güte) durch die Variation der einzelnen Resonatorparameter (Wandabstand, Schlitzbreite, Schlitzabstand, Plattenstärke, Plattenmaterial und Füllung mit einem porösen Absorber) verändern.

Das Kap. 5 behandelte die Thematik einer Kostenabschätzung für den Bau von Schlitzplatten-Resonatoren, welche für eine Validierung von Simulationsergebnissen herangezogen werden können. Die Größe und Anzahl dieser Resonatoren musste so gewählt werden, dass deren gemeinsame Grundfläche 10 m^2 beträgt. Dies ist in der Norm [ISO 354] für Schallabsorptionsgradmessungen in Hallräumen bis 200 m^3 Raumvolumen so vorgeschrieben. Es wurde gezeigt, wie solche Schlitzplatten-Resonatoren aufgebaut und für die Variation verschiedener Resonator-Parameter modular konzipiert werden können. Anschließend wurde eine Simulationsreihe durchgeführt, bei der die Veränderungen der einzelnen Resonator-Parameter in praktisch möglichen und üblichen Bereichen liegen. Zum Schluss wurde noch eine Kostenaufstellung anhand mehrerer Angebote erstellt. Diese Aufstellung beinhaltet alle Materialkosten und Kosten für die Miete einer Werkstatt (nicht offiziell). Die Arbeitszeit wurde hier nicht berücksichtigt.

6.2 Ausblick

Interessant wäre es, Kap. 5 als Grundlage für eine praktische Arbeit heranzuziehen, in der Schlitzplatten-Resonatoren aufgebaut, deren Schallabsorptionsgrad im Hallraum vermessen und somit die Simulationsergebnisse von WinFLAG validiert werden. Würden dabei Abweichungen der Simulationsergebnisse von den Messergebnissen auftreten, könnten diese bei künftigen Simulationen berücksichtigt werden.

In Anlehnung an das Kap. 2.3.3 könnten Schlitz- und Lochplatten-Resonatoren mit gleichen Perforationsverhältnissen aufgebaut und in Bezug auf ihren Schallabsorptionsgrad im Hallraum vermessen werden. Dadurch könnte man eruieren, ob diese beiden Resonatortypen tatsächlich dieselben Ergebnisse liefern, oder, ob es Unterschiede gibt. Eventuell hat ein aus vielen einzelnen Brettern aufgebauter Schlitzplatten-Resonator Vorteile gegenüber einem aus einer einzigen Platte aufgebauten Lochplatten-Resonator, siehe dazu Kap. 2.3.3.

Ein weiterer interessanter Gedanke wäre der Ausbau des Matlab-Tool 2. Dieses Simulationswerkzeug wurde in dieser Arbeit für senkrechten Schalleinfall konzipiert. In einem weiteren Schritt könnte man die Option implementieren, den Schalleinfall wie bei WinFLAG auswählen zu können, siehe dazu Kap. 3.2. Weiters könnte man auch dieses Simulationswerkzeug durch Messungen im Hallraum validieren, um herauszufinden, ob die Simulationsergebnisse mittels WinFLAG oder jene mittels Matlab-Tool 2 näher an die Messungen herankommen. Liegen die Simulationsergebnisse von Matlab-Tool 2 weiter von den Messergebnissen entfernt als jene von WinFLAG, wäre es sinnvoll die Anpassung des Strömungswiderstandes in Matlab-Tool 2 weiter zu verfolgen, siehe dazu Kap. 3.5.

Literaturverzeichnis

- [TA] W. Weselak, Skriptum der Vorlesung: *Technische Akustik*, SS2010, V6.0
- [AMT] W. Weselak, Skriptum der Vorlesung: *Akustische Messtechnik 1*, WS2009/10, V4.0
- [RA] G. Graber, Skriptum der Vorlesung: *Raumakustik* Version 3.0 SS 2004
- [EA] G. Graber, Skriptum der Vorlesung: *Elektroakustik* Version 8.1 WS 2005/06
- [FASOLD VERES] W.Fasold, E.Veress: *Schallschutz und Raumakustik in der Praxis* Verlag für Bauwesen, Berlin 1998
- [MÖSER] M. Möser, *Technische Akustik* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin 2007
- [ZWICKER] C. Zwicker und C. W. Kosten *Sound Absorbing Materials* Elsevier Publishing Company, Inc 1949
- [BRÄUER] Jan Bräuer, *Lochplatten-, Schlitzplatten- und Helmholtzabsorber* Projektarbeit 2010
- [DELANY BAZLEY] M.E. Delany and E.N. Bazley (1970) *Acoustical properties of fibrous absorbent materials*. *Applied Acoustics* 3, 105
- [MECHEL] F.P. Mechel (1976) *Ausweitung der Absorberformel von Delany und Bazley zu tiefen Frequenzen*. *Acustica* 35, 210-213
- [THOMASSON] S.-I. Thomasson (1989), *On the absorption coefficient*, *Acustica* 44, 265-273
- [ISO 11654] 1997 Acoustics, *Sound absorbers for use in buildings. Rating of sound absorption*.
- [ISO 354] 2003 Acoustics, *Measurement of sound absorption in a reverberation room*.
- [VIGRAN] VIGRAN, Tor Erik: Einfluss der Plattenmasse bei der Schallabsorptionsgradmessung von Schlitzplattenabsorbern in WinFLAG: e-mail: 2011-07-27
- [VIGRAN MANUAL] VIGRAN, Tor Erik: *Manual for WinFLAG, Version 2.3*, 2009. - <http://www.winflag.com> (2010-03-15)
- [RENI] Reni Ettore S.p.a., <http://www.renicompensati.it>, *Reni Ettore S.p.a. P. IVA 00157780206 via XXV Aprile 2, 46049 Volta Mantovana (MN)*
- [ZENGERER] Zengerer GmbH (Ein Unternehmen der Frischeis Gruppe), <http://www.frischeis.at>, *A-8055 Graz, Herrgottwiesgasse 170*

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1: Gegenüberstellung des prinzipiellen Frequenzverlaufes des Schallabsorptionsgrades α von porösen Absorbern und von Resonatoren.....	10
Abb. 2.1: Bauformprinzip eines Helmholtzresonators.....	12
Abb. 2.2: Halbwertsbreite Δf_H	15
Abb. 2.3: 3dB-Bandbreite Δf	17
Abb. 2.4: Lochplatte mit kreisrunden Bohrungen (inklusive aller notwendigen Maße der Lochplatte)	19
Abb. 2.5: Schlitzplatte.....	20
Abb. 2.6: Gegenüberstellung der Absorptionsgradfrequenzgänge von einem Schlitz- und einem Lochplatten-Resonator selber Wirkungsweise; Oben: Schlitzplatten-Resonator, Mitte: Lochplatten-Resonator, Unten: Schlitz- und Lochplatten-Resonator gemeinsam dargestellt	22
Abb. 2.7: Bauformprinzip eines Plattenresonators.....	23
Abb. 3.1: Bezugskurve.....	31
Abb. 3.2: Bezugskurve und Absorberkurve.....	32
Abb. 3.3: Bezugskurve und Absorberkurve zur Erklärung des Formfaktors.....	32
Abb. 3.4: Frequenzgang der Ausbreitungskonstante für die Delany-Bazley-Formel und die Rayleigh-Formel (mitteldichte Mineralwolle) links: logarithmisch; rechts: doppelt logarithmisch.....	50
Abb. 3.5: Frequenzgang der Absorberimpedanz für die Delany-Bazley-Formel und die Rayleigh-Formel (mitteldichte Mineralwolle) links: logarithmisch; rechts: doppelt logarithmisch.....	50
Abb. 3.6: Frequenzgang der Ausbreitungskonstante (mitteldichte Mineralwolle) mit angepassten Kurven links: logarithmisch; rechts: doppelt logarithmisch.....	51
Abb. 3.7: Frequenzgang der Absorberimpedanz (mitteldichte Mineralwolle) mit angepassten Kurven links: logarithmisch; rechts: doppelt logarithmisch	51
Abb. 3.8: Realteile der Frequenzgänge der Wandimpedanz einer porösen Schicht bei verschiedenen Dicken d (mitteldichte Mineralwolle) links: durchgezogen für das Delany-Bazley-Modell und strichpunktiert für das Delany-Bazley-Modell mit veränderten Koeffizienten; rechts: für das Rayleigh-Modell.....	52

Abb. 3.9: Frequenzgänge der Wandimpedanz und des Absorptionsgrades (mitteldichte Mineralwolle) für verschiedene Schichtdicken nach dem <i>Modell des porösen Absorbers von Mechel</i>	53
Abb. 3.10: Frequenzgänge des Absorptionsgrades aus WinFLAG, Matlab-Tool 1 und Matlab-Tool 2	55
Abb. 3.11: oben: Veranschaulichung der Federsteifen s (Matlab-Tool 1) und s_1 (Matlab-Tool 2); unten: Gegenüberstellung von Wellenlänge und Wandabstand	57
Abb. 3.12: oben: Wandimpedanzen bei f_0 für verschiedene Materialien und für die Wandimpedanz gleich dem Strömungswiderstand über der Frequenz f_0 aufgetragen (reell); unten: Absorptionsgradmaxima für verschiedene Materialien und für die Wandimpedanzen gleich dem Strömungswiderstand über der Frequenz f_0 aufgetragen.....	59
Abb. 3.13: Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators; Oben: Mit WinFLAG berechnet; Unten: Mit Matlab-Tool 2 berechnet	60
Abb. 3.14: Wandimpedanz des Schlitzplatten-Resonators; Oben: Mit WinFLAG berechnet; Unten: Mit Matlab-Tool 2 berechnet (veränderter Strömungswiderstand).....	61
Abb. 3.15: Imaginärteil der Wandimpedanz der Luftschicht zwischen Schlitzplatte und „schallharter“ Wand	62
Abb. 3.16: Zusammensetzung des Betrages der Wandimpedanz; links: für Matlab-Tool 2; rechts: für Matlab-Tool 1	64
Abb. 3.17: Zusammenhang zwischen Schallabsorptionsgrad α und dem Betrag der Wandimpedanz $ W $; links: für Matlab-Tool 1; rechts: für Matlab-Tool 2.....	65
Abb. 3.18: Zusammensetzung des Betrages der Wandimpedanz $ W $ für verschiedene Schlitzplattendichten (Matlab-Tool 2); links: Für Balsaholz $\left(\rho = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right)$; rechts: Für Eisenstahl $\left(\rho = 7700 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right)$	66
Abb. 4.1: Absorptionsgradmaximum α_{\max} laut Gl. (4.2) über dem Strömungswiderstand R aufgetragen.....	71
Abb. 4.2: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variablen Wandabstand d (grün: Daten mit Vlies), oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	74
Abb. 4.3: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Wandabstände d bei deren Resonanzfrequenzen; links: WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; rechts: WinFLAG (senkrecht) mit Vlies	75

Abb. 4.4: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Wandabstände d , über der Frequenz aufgetragen (die einzelnen Kurven liegen hier genau übereinander). Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).	76
Abb. 4.5: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.2.	77
Abb. 4.6: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Schlitzbreite b (grün: Daten mit Vlies), oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	79
Abb. 4.7: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Schlitzbreiten b bei deren Resonanzfrequenzen; links: WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; rechts: WinFLAG (senkrecht) mit Vlies	80
Abb. 4.8: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Schlitzbreiten b , über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).	81
Abb. 4.9: Grafische Veranschaulichung der Tabelle 4.4	81
Abb. 4.10: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variablen Schlitzabstand B (grün: Daten mit Vlies), oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	83
Abb. 4.11: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedlichen Schlitzabstand B bei deren Resonanzfrequenzen; links: WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; rechts: WinFLAG (senkrecht) mit Vlies	84
Abb. 4.12: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Schlitzabstände B , über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).	85
Abb. 4.13: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.6.	85
Abb. 4.14: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Plattenstärke l_0 (grün: Daten mit Vlies), oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	87
Abb. 4.15: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Plattenstärken l_0 bei deren Resonanzfrequenzen; links: WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; rechts: WinFLAG (senkrecht) mit Vlies	88
Abb. 4.16: Strömungswiderstände von Schlitzplatten-Resonatoren für verschiedene Plattenstärken l_0 über der Frequenz aufgetragen. Simuliert wurden diese Kurven mittels Matlab-Tool 1 (siehe Gl. (4.4)).	89
Abb. 4.17: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.8.	89
Abb. 4.18: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren für variable Plattenmaterialdichten ρ_P , oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	91

Abb. 4.19: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Plattenmaterialdichten ρ bei deren Resonanzfrequenzen; WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies	93
Abb. 4.20: Graphische Darstellung der Tabelle 4.10	93
Abb. 4.21: Frequenzgänge des Schallabsorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren, für variable Dicke eines porösen Absorbers P im Inneren des Schlitzplatten-Resonators (grün: Daten mit Vlies), oben: WinFLAG senkrechter Schalleinfall unten: WinFLAG Hallraum	95
Abb. 4.22: Strömungswiderstände der Resonatoren für unterschiedliche Füllung mit porösem Material P bei deren Resonanzfrequenzen; links: WinFLAG (senkrecht) ohne Vlies; rechts: WinFLAG (senkrecht) mit Vlies	96
Abb. 4.23: Graphische Veranschaulichung der Tabelle 4.12	97
Abb. 5.1: Grundfläche der Schlitzplatten-Resonatoren von $10,89 \text{ m}^2$, für die Schallabsorptionsgradmessung im Hallraum (alle Maße in mm)	100
Abb. 5.2: Prinzipieller Aufbau des Schlitzplatten-Resonators (alle Maße in mm)	101
Abb. 5.3: Prinzipielle Darstellung der vier verschiedenen Deckflächen des Schlitzplatten-Resonators (alle Maße in mm)	103
Abb. 5.4: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (oben: Ohne Vlies, unten: Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen	104
Abb. 5.5: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (oben: Ohne Vlies, unten: Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen und Schlitzbreiten	105
Abb. 5.6: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (oben: Ohne Vlies, unten: Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wand- und Schlitz-Abständen	106
Abb. 5.7: Simulierte Frequenzgänge des Absorptionsgrades von Schlitzplatten-Resonatoren im Hallraum (oben: Ohne Vlies, unten: Mit Vlies) mit unterschiedlichen Wandabständen, einmal ohne Mineralwolle und einmal mit Mineralwolle gefüllt (MW steht für mitteldichte Mineralwolle)	107

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Tendenzen von f_0 , Q_α , Q_Z , Δf_H und Δf bei Veränderung der geometrischen Parameter des Helmholtz-Resonators	18
Tabelle 2.2: Geometrische Parameter eines Schlitzplatten-Resonators	21
Tabelle 2.3: Geometrische Parameter eines Lochplatten-Resonators	21
Tabelle 3.1: Absorberparameter	54
Tabelle 4.1: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Wandabstand	74
Tabelle 4.2: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.2 ...	75
Tabelle 4.3: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Schlitzbreite.....	79
Tabelle 4.4: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.6 ...	80
Tabelle 4.5: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Schlitzabstand.....	83
Tabelle 4.6: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.10 .	84
Tabelle 4.7: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Plattenstärke	87
Tabelle 4.8: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.14 .	88
Tabelle 4.9: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variablem Plattenmaterial.....	91
Tabelle 4.10: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.18	92
Tabelle 4.11: Absorberparameter für die Simulation des Schallabsorptionsgrades mit variabler Füllung	95
Tabelle 4.12: Eckdaten aus den Frequenzgängen des Schallabsorptionsgrades der Abb. 4.21	96
Tabelle 5.1: Holzplatten-Parameter.....	102
Tabelle 5.2: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen.....	104

Tabelle 5.3: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen und Schlitzbreiten.....	105
Tabelle 5.4: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wand- und Schlitz-Abständen.....	106
Tabelle 5.5: Die Absorptionsgradkurven beschreibenden Daten für Schlitzplatten-Resonatoren mit unterschiedlichen Wandabständen, einmal ohne Mineralwolle und einmal mit Mineralwolle gefüllt	107
Tabelle 5.6: Holzpreis	108
Tabelle 5.7: Vierkanteleistenpreis.....	108
Tabelle 5.8: Gesamtpreis.....	109

Anhang A: Dateienverzeichnis

A.1 Schriftliche Diplomarbeit (*.doc, *.pdf)

Datei-Name	Beschreibung
Diplomarbeit_MM.doc	Word-Dokument, das die gesamte schriftliche Arbeit enthält
Diplomarbeit_MM.pdf	pdf-Dokument, das die gesamte schriftliche Arbeit enthält

A.2 Präsentation der Diplomarbeit (*.ppt)

Datei-Name	Beschreibung
Diplomarbeit_MM.ppt	Powerpoint-Präsentation der Diplomarbeit

A.3 MATLAB-Dateien (*.m)

Datei-Name	Beschreibung
PoroeseAbsorber_vs_Resonatoren.m	Skript für die Erstellung von Abb. 1.1
deltafH_alpha_vs_Y.m	Skript für die Erstellung von Abb. 2.2, und Abb. 2.3
Schlitzplatte_vs_Lochplatte.m	Skript für die Erstellung von Abb. 2.6
Alpha_w.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.1, Abb. 3.2 und Abb. 3.3
DB_Rayleigh.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.4 und Abb. 3.5
DB_VerKoeff_AnpassungAn_Rayleigh.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.6, Abb. 3.7 und Abb. 3.9

WandimpedanzDesAbsorbers.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.8
WinFLAG_vs_Tool1_vs_Tool2.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.10
Absorptionsgradkurve_KristiansenVigran.m	Funktion für die Erstellung wichtiger Resonator- daten, vorallem für Kap. 3.5
Wandimpedanz_Simulation.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.11, Abb. 3.15, Abb. 3.16, Abb. 3.17 und Abb. 3.18
W_f0_versch_Dichten.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.12
WandImp_WinFLAG_vs_Tool2.m	Skript für die Erstellung von Abb. 3.13 und Abb. 3.14
AlphaMax_ueber_R.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.1
Stoemungswiderstand_ueber_Frequenz.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.4, Abb. 4.8, Abb. 4.12 und Abb. 4.16
d.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.2, Abb. 4.3, Abb. 4.5 und Tabelle 4.2
b_.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.6, Abb. 4.7, Abb. 4.9 und Tabelle 4.4
B.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.10, Abb. 4.11, Abb. 4.13 und Tabelle 4.6
l0.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.14, Abb. 4.15, Abb. 4.17 und Tabelle 4.8
rho.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.18, Abb. 4.19, Abb. 4.20 und Tabelle 4.10
Daemm.m	Skript für die Erstellung von Abb. 4.21, Abb. 4.22, Abb. 4.23 und Tabelle 4.12
VariationVon_d.m	Skript für die Erstellung von Abb. 5.4 und Tabelle 5.2
VariationVon_b.m	Skript für die Erstellung von Abb. 5.5 und Tabelle 5.3
VariationVon_B.m	Skript für die Erstellung von Abb. 5.6 und Tabelle 5.4
VariationVon_mechel.m	Skript für die Erstellung von Abb. 5.7 und Tabelle 5.5
halbwertsbreite.m	Funktion für die Berechnung der Halbwerts- breite einer Resonanzkurve

A.4 Visio-Dateien (*.VSD)

Datei-Name	Beschreibung
Helmholtzresonator.VSD	Visio-Datei für die Erstellung der Abb. 2.1
Plattenresonator.VSD	Visio-Datei für die Erstellung der Abb. 2.7
ZehnQuadratmeterGrundfläche.VSD	Visio-Datei für die Erstellung der Abb. 5.1
Schlitzplatten_Resonator.VSD	Visio-Datei für die Erstellung der Abb. 5.2
Deckplatten.VSD	Visio-Datei für die Erstellung der Abb. 5.3

A.5 Bild-Dateien (*.bmp)

Datei-Name	Abb.-Nr.
Lochplatte.bmp	Abb. 2.4
Schlitzplatte.bmp	Abb. 2.5