

---

TONINGENIEUR - PROJEKT

---

# DIMENSIONIERUNG VON VERBUNDPLATTEN-RESONATOREN

---

durchgeführt am  
Signal Processing and Speech Communications Laboratory  
Vorstand: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gernot Kubin  
Graz University of Technology, Austria

von  
Johanna Kristl, BSc

Betreuer:  
Dipl.-Ing. Dr.techn. Werner Weselak

Graz, 28. Juni 2023

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau und Funktion eines Verbundplatten-Resonators (VPR)</b>	<b>3</b>
2.1	Montage . . . . .	4
2.2	Absorptionsgradbestimmung durch Messung . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Wirkungsweise des VPR</b>	<b>9</b>
3.1	Feder-Masse-System . . . . .	9
3.2	Biegeschwingsresonanzen . . . . .	13
3.2.1	Berechnung der Resonanzfrequenzen . . . . .	13
3.2.2	Messung der Biegeschwingsungen der Frontplatte . . . . .	15
3.3	Koinzidenzeffekt . . . . .	17
3.4	Zusammenfassung . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Dimensionierung des VPR</b>	<b>21</b>
4.1	Material der Frontplatte . . . . .	21
4.2	Anwendungsbeispiel anhand zweier VPR . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>27</b>

---

---

# 1

## Einleitung

Diese Seminararbeit beschäftigt sich damit, welche Wirkungsweise ein Verbundplatten-Resonator (VPR) entfaltet und wie sich diese von einem konventionellen Plattenresonator unterscheidet. Verbundplatten-Resonatoren zeichnen sich einerseits durch ihr tieffrequentes Absorptionsmaximum aus. Andererseits lassen sich VPR durch offene Bauweise zu breitbandiger wirksamen Absorbieren ausbauen. Poröse Absorbertypen alleine erreichen Tiefenabsorption nur bei großer Dicke. Plattenschwinger können zwar tiefe Frequenzen absorbieren, sie benötigen aber für einen breiteren Wirkungsbereich einen sehr großen Abstand zur Wand. Des weiteren sollen, abgeleitet aus der Funktionsweise von VPR, Dimensionierungsgleichungen herausgearbeitet werden, mit welchen es möglich ist, für verschiedene Situationen die optimale Materialkombination auszuwählen.

Kapitel 2 behandelt den Aufbau und die Montage des VPR. Die Messung des Absorptionsgrades für Tiefenabsorber, wie im Falle des VPR, wird ebenfalls in Kapitel 2 beschrieben, da diese, aufgrund von unzureichender Diffusität in konventionellen Hallräumen, von ca. 200 m<sup>3</sup> Größe, eine andere Vorgehensweise verlangt.

Kapitel 3 beschäftigt sich anschließend mit den einzelnen Funktionen der Bauteile des VPR. Dabei geht es um das Feder-Masse-System, die Biegeschwingungen und um den mit der Frontplatte fest verbundenen Elastomer. Zusätzlich wird noch kurz auf den Einfluss der Koinzidenzfrequenz eingegangen.

Beispielhafte Materialkombinationen werden in Kapitel 4 vorgestellt. Sie geben einen Überblick über gängige Bauweisen des VPR. Zuletzt werden noch zwei typische VPR Modelle behandelt. Alle relevanten, in Kapitel 3 vorgestellten, Dimensionierungsgleichungen werden für diese Modelle berechnet.



---

---

# 2

## Aufbau und Funktion eines Verbundplatten-Resonators (VPR)

Ein Verbundplatten-Resonator besteht, im Gegensatz zu reinen Plattenresonatoren nicht nur aus einer dämpfenden Schicht. Zusätzlich zu der - bei VPR relativ dünnen - Platte, wird auf deren Rückseite eine zweite dicke Schicht, bestehend aus einem elastischen Material, fest verbunden. Wichtig dabei ist, dass die Konstruktion möglichst frei schwingen kann.



Abbildung 2.1: VPR in den Ecken eines Hallraumes.

Durch diese Bauart kann, zusätzlich zu dem bereits bekannten Feder-Masse-System, die Frontplatte in verschiedenste Biegeschwingsresonanzen versetzt werden. Durch diese starken Schwingungen benötigt man aber wirksamere Dämpfungsmechanismen, als lockere poröse Hinterfüllungen.

Baut man den Absorber ohne Berandung, können die Schallwellen des weiteren an den Seitenflächen in die poröse Schicht des Absorbers eindringen, wodurch auch mittlere Frequenzen an Energie verlieren. Um diese Schicht auszunutzen ist es bei einer großflächigen Auskleidung mit VPR von Vorteil zwischen den Paneelen etwas Platz zu lassen.

In [1] werden 50 bis 100 mm breite Streifen empfohlen, die es ermöglichen das Absorptionsverhalten der Kombination frei anzupassen.

## 2.1 Montage

Bei Befestigung von VPR an Wänden oder Decken muss darauf geachtet werden, dass die Schwingungen der Frontplatte nur wenig gestört werden. Es wird daher zum Beispiel der rückseitige Elastomer direkt an die Wand geklebt. Weiters besteht die Möglichkeit, in den Ecken des Absorbers angebrachte Winkel, die mit der Frontplatte des VPR entweder verschraubt oder verdübelt werden, zu verwenden.

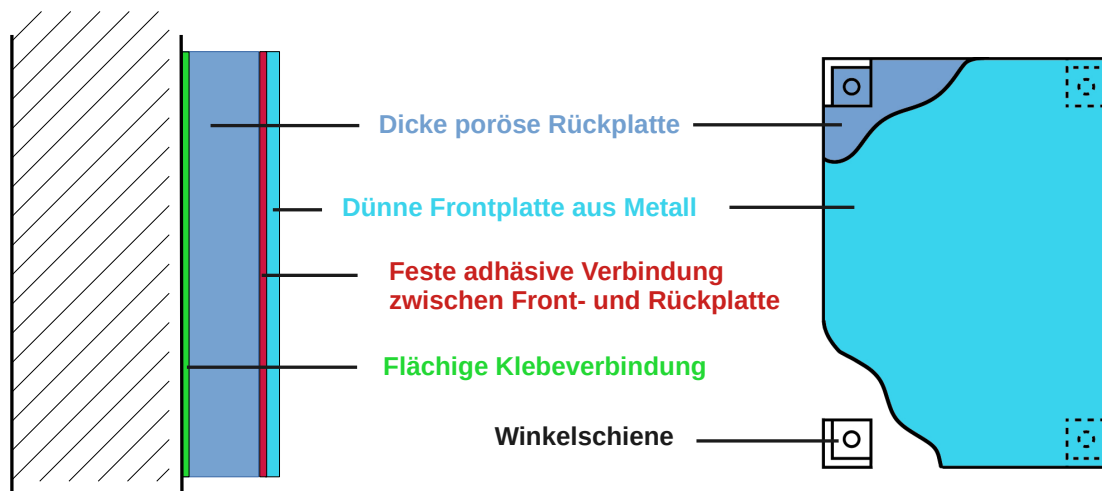


Abbildung 2.2: Aufbau und mögliche Montage des VPR: mit Klebeverbindung (links) und mit Winkelschienen (rechts).[1]

Die in Abb. 2.2 rot eingezeichnete feste Verbindung zwischen der Front- und Rückplatte sorgt dafür, dass die Schwingungen der dünnen Metallplatte auf die dickere dahinterliegende Platte gut übertragen werden. Die Montage mit Winkelschienen lässt es zu, den VPR schnell und ohne Kleberückstände von der Wand entnehmen zu können. In [1] wird empfohlen, zwischen den Eckprofilen und der Frontplatte noch eine dauerelastische Schicht einzufügen.

Ließe man die Elastomerschicht des VPRs weg, könnten die tiefen Frequenzen (50 Hz und noch tiefer), wie bereits erwähnt, nicht ausreichend gedämpft werden. Jedoch ist es, wie auch bei einfachen Plattenschwingern, das Ziel, diese tiefen Frequenzen, die in kleinen Räumen besonders störend werden, in den Griff zu bekommen. Mit Bautiefen von maximal 10 cm können im Verbund mit der dichten porösen Absorberschicht Biegeschwingungsresonanzen bis in den einstelligen Bereich hinunter erreicht werden. Die Resonatoren bestehen dabei aus großen zusammenhängenden Flächen ( $> 1 \text{ m}^2$ ) mit Kantenlängen, die im Idealfall unterschiedlich groß sind.[2]

## 2.2 Absorptionsgradbestimmung durch Messung

Bei VPR wird der Absorptionsgrad nicht in normativen Hallräumen nach ISO 354 [3] bestimmt. Die unzureichende Diffusität im tiefen Frequenzbereich von Räumen  $> 200 \text{ m}^3$  sorgt für nicht aussagekräftige Ergebnisse. Für Frequenzen, wie 50 Hz wäre nämlich laut ISO 354 ein Volumen von fast  $2800 \text{ m}^2$  notwendig, um eine ausreichende Eigenmodendichte des Raumes auch bei so tiefen Frequenzen zu garantieren. Da dies kaum umsetzbar ist, wird ein, in [4] beschriebenes, etwas abgewandeltes Verfahren angewendet.

Bei diesem Messverfahren wird ein kleiner halliger Raum mit beispielhaften Abmessungen von 5 m x 4 m x 3 m ( $l_x \times l_y \times l_z$ ) gewählt. Die entsprechenden Eigenfrequenzen werden mithilfe der Formel zur Berechnung der Raummoden eines Quaderraumes [5]

$$|\vec{f}_e| = \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \quad (2.1)$$

ermittelt. Die Parameter  $n_i$  mit  $i = x, y, z$  stellen Ordnungszahlen zur Angabe der Knotenebenen des Schalldrucks dar.

Mit diesen Frequenzen wird nun der Raum angeregt. Dabei sind die Positionen der Mikrofone ausschlaggebend. Nicht wie im Hallraum, wo sie möglichst zufällig, aber nicht zu nahe zu Wänden aufgestellt werden, sollen sie bei der Messung im modalen Schallfeld immer in einem Druckmaximum stehen. Benachbarte Moden sollen an dieser Stelle ein Minimum haben. Eine beispielhafte Aufstellung der Absorber ist in folgender Grafik 2.3 zu sehen

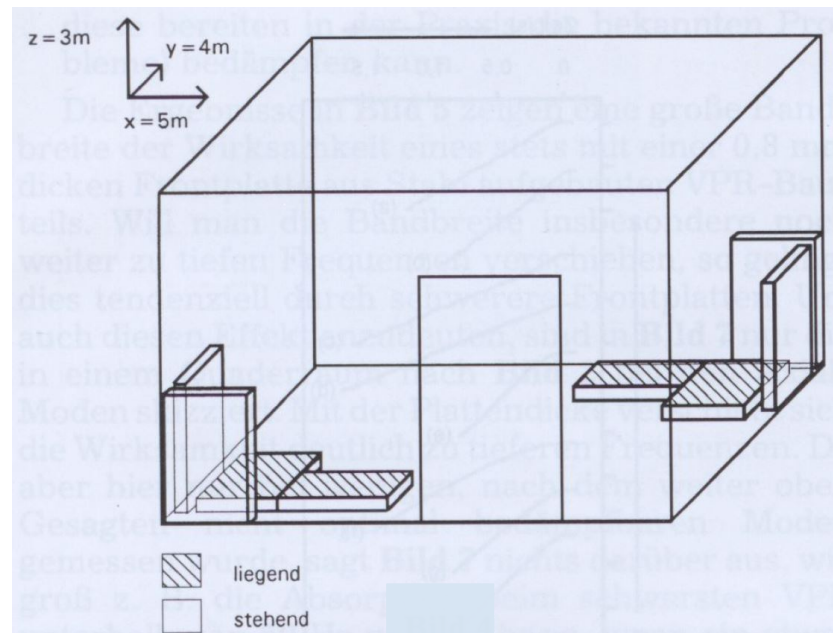


Abbildung 2.3: Einbausituation von VPR-Prototypen in einem kleinen halligen Raum mit den Abmessungen 3 x 4 x 5 m.[6]

Anschließend wird mit der üblichen Prozedur fortgefahren. Die Nachhallzeit wird vor und nach dem Hinzugeben von Verbundplatten-Resonatoren bestimmt und mithilfe von Sabines Nachhallzeitformel der Absorptionsgrad berechnet.

$$\alpha_m = 0,161 \left[ \frac{s}{m} \right] \cdot \frac{V}{S} \cdot \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (2.2)$$

In [6] wurde dieses Verfahren angewandt. Zwei beispielhafte Ergebnisse sind in den folgenden Bildern 2.4 und 2.5 zu sehen.

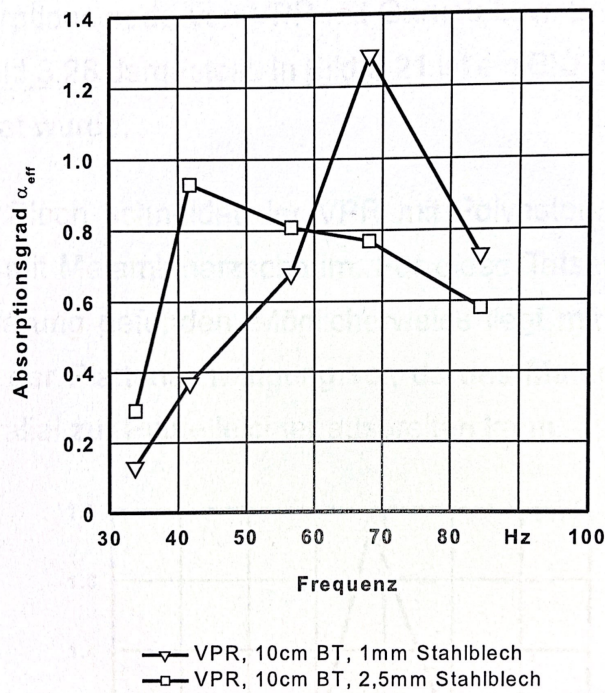


Abbildung 2.4: Absorptionsgradmessung von VPR mit Melaminharzschäum (BT).[7]

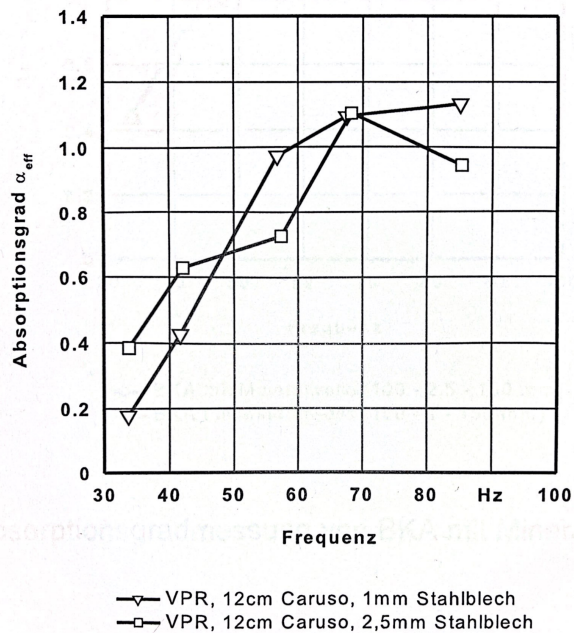


Abbildung 2.5: Absorptionsgradmessung von VPR mit Polyesterolies (Caruso).[7]

In Abbildung 2.4 kann man den Unterschied zwischen einer dicken (2,5 mm) und einer dünne- ren (1 mm) Stahlplatte gut erkennen. Bei der dicken Platte liegt das Absorptionsgrad-Maximum tiefer. In der zweiten Grafik 2.5, bei der die gleichen Dicken von Stahl verwendet wurden ist diese Verschiebung im Absorptionsgradmaximum nicht erkennbar. Die dickere Platte mit 2,5 mm hat bei 40 Hz nur einen Absorptionsgrad von ca. 0,6.



In Abbildung 2.6 wurden 4 VPR-Prototypen mit 100 mm Bautiefe und einer Frontplatte mit  $7 \leq m'' \leq 20 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$  nach dem Messverfahren von [4] in einem 3 x 4 x 5 m großen Raum in zwei Raumecken am Boden stehend bzw. liegend gemessen (Einbausituation nach Bild 2.3).

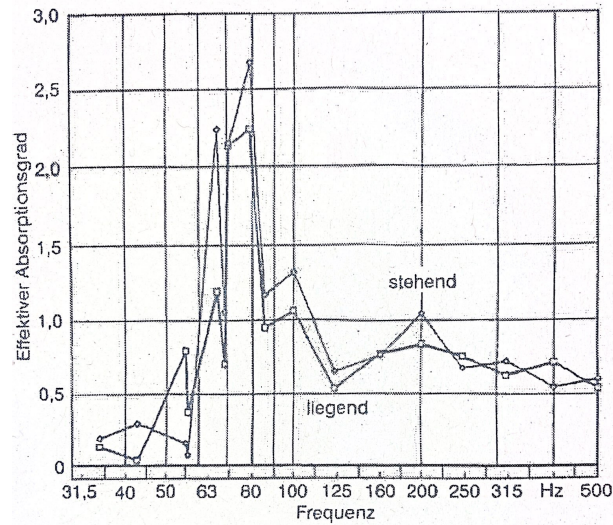


Abbildung 2.6: Absorptionsgrad von vier  $1,4 \text{ m}^2$  großen VPR-Prototypen in 2 Raumecken platziert.[1]

Die Absorptionsspitzen in Grafik 2.6 reichen weit über 1 hinaus. Das liegt daran, dass der Berechnung des Absorptionsgrades aus den Nachhallzeiten nach Sabine ein diffuses Schallfeld zu Grunde liegt. Dort wird von einer gleichmäßigen Verteilung der Energiedichte im Raum ausgegangen. Bei einem modalen Schallfeld konzentriert sich die Energie an mehreren Punkten. An den Ecken des Raumes ist der Schalldruck bei allen Raummoden besonders hoch. Da genau an dieser Stelle VPR montiert werden, konzentriert sich die Energie beim VPR und es wird ein "zu hoher" Absorptionsgrad gemessen. Dennoch kann man laut [4] die Messungen der Absorption von VPR untereinander gut vergleichen.



# 3

## Wirkungsweise des VPR

### 3.1 Feder-Masse-System

Um das Feder-Masse-System möglichst optimal zu dimensionieren muss man sich die Berechnung der Resonanzfrequenz etwas genauer ansehen. In [8] und [9] wird auf die komplexe Wandimpedanz  $\underline{W}$  eines Plattenresonators nach Abb. 3.1 eingegangen.

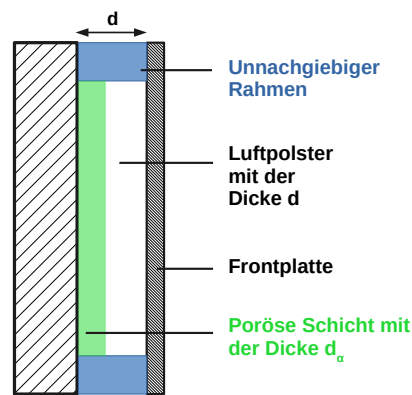


Abbildung 3.1: Skizze eines klassischen Plattenresonators mit Dämpfungsschicht  $d_\alpha$ . [9]

$$\underline{W} = \frac{p}{v} = R'' + \underline{W}_m + \underline{W}_s \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^3} \right] \quad (3.1)$$

Die flächenbezogene mechanische Reibung  $R'' = \Xi \cdot d_\alpha/3$  kann dabei laut [9, S. 52] näherungsweise durch den längenbezogenen Strömungswiderstand  $\Xi \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^4} \right]$  und der Dicke  $d_\alpha \left[ \text{m} \right]$  der dämpfenden Schicht beschrieben werden. In [1] wird aber verdeutlicht, dass  $R''$  auch von der Randeinspannung und der dadurch entstehenden inneren Reibung der Platte abhängt. Die genauere Bestimmung von  $R''$  kann durch Messung erfolgen.

Ist die Dicke  $d$  des Luftkissens klein gegenüber  $\lambda/4$  kann die Impedanz der Feder  $\underline{W}_s$  mit der flächenbezogenen Federsteifigkeit  $s''$  dargestellt werden.

$$\underline{W}_s = -j \frac{s''}{\omega} \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^3} \right] \quad (3.2)$$

Die Impedanz der Frontplatte wird allein durch ihre flächenbezogene Masse bestimmt.

$$\underline{W}_m = j\omega m'' \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^3} \right] \quad (3.3)$$

Mit den Zusammenhängen aus den Gleichungen 3.1, 3.2 und 3.3 kann nun die Wandimpedanz in ihren Imaginär- und Realteil aufgespalten werden.

$$\underline{W} = R'' + j\left(\omega m'' - \frac{s''}{\omega}\right) \quad \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^3}\right] \quad (3.4)$$

Setzt man nun den Imaginärteil von  $\underline{W}$  zu null, lässt sich die Resonanzfrequenz für einen einfachen Plattenresonator berechnen.

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s''}{m''}} \quad [\text{Hz}] \quad (3.5)$$

Näherungsweise wird für  $s'' = \frac{K_{ad}}{d}$  (nur Luftfeder) und für  $m'' = \rho_p \cdot d_p$  (bauteilbezogene Werte der Platte) eingesetzt. Dadurch erhält man folgende Formel zur Berechnung der Resonanzfrequenz eines einfachen Plattenabsorbers mit Luftfeder ohne einer Dämpfungsschicht:

$$\boxed{f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_{ad}}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_0}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}}} \quad (3.6)$$

wobei  $d$  sich auf die Dicke des Luftspalts hinter der Platte,  $\rho_p$  sich auf die Dichte des Plattenmaterials und  $d_p$  auf die Dicke der Platte bezieht.

Laut [10] lässt sich der Absorptionsgrad für senkrechten Schalleinfall mithilfe der Wandimpedanz berechnen.

$$\alpha_0 = \frac{4 \cdot Z_0 \cdot \text{Re}\{\underline{W}\}}{[\text{Re}\{\underline{W}\} + Z_0]^2 + [\text{Im}\{\underline{W}\}]^2} \quad (3.7)$$

Setzt man in diese Gleichung die Wandimpedanz  $\underline{W}$  aus Gleichung 3.4 ein, erhält man

$$\alpha_0 = \frac{4 \cdot Z_0 \cdot R''}{[R'' + Z_0]^2 + \left[\omega m'' - \frac{s''}{\omega}\right]^2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} = \frac{4 \cdot \frac{R''}{Z_0}}{\left[\frac{R''}{Z_0} + 1\right]^2 + \left[\left(\omega m'' - \frac{s''}{\omega}\right) \frac{1}{Z_0}\right]^2} \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

Der rechte Term im Nenner  $\left[\left(\omega m'' - \frac{s''}{\omega}\right) \frac{1}{Z_0}\right]^2$  kann umgeformt werden zu:

$$\left[\left(\omega m'' \frac{\sqrt{s''}}{\sqrt{s''}} - \frac{s''}{\omega} \frac{\sqrt{m''}}{\sqrt{m''}}\right) \frac{1}{Z_0}\right]^2 = \left[\left(\omega \frac{\sqrt{m'' m'' s''}}{\sqrt{s''}} - \frac{1}{\omega} \frac{\sqrt{s'' s'' m''}}{\sqrt{m''}}\right) \frac{1}{Z_0}\right]^2 = \quad (3.10)$$

$$= \left[\left(\frac{\omega}{\omega_R} \sqrt{m'' s''} - \frac{\omega_R}{\omega} \sqrt{m'' s''}\right) \frac{1}{Z_0}\right]^2 \quad (3.11)$$

$$\alpha_0 = \frac{4 \cdot \frac{R''}{Z_0}}{\left[\frac{R''}{Z_0} + 1\right]^2 + \left[\frac{\sqrt{m'' s''}}{Z_0} \left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_R}{\omega}\right)\right]^2} \quad (3.12)$$

Gleichung 3.12 kann mit der Einführung der Verstimmung  $V$  des normierten Resonator-Kennwiderstandes  $Z'_R$  und der normierten Reibung  $R'$  noch vereinfacht werden.

$$V = \frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_R}{\omega} \quad Z'_R = \frac{\sqrt{m''s''}}{Z_0} \quad R' = \frac{R''}{Z_0} \quad (3.13)$$

$$\alpha_0 = \frac{4 \cdot R'}{\left[ R' + 1 \right]^2 + \left[ Z'_R V \right]^2} \quad (3.14)$$

Dividiert man weiters durch  $\left[ R' + 1 \right]^2$  ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\alpha_0 = \frac{\frac{4 \cdot R'}{\left[ R' + 1 \right]^2}}{1 + \left[ \frac{Z'_R}{R' + 1} V \right]^2} \quad (3.15)$$

$$(3.16)$$

Bei der Resonanzfrequenz ist die Verstimmung  $V = 0$ , was zu einem Maximum des Absorptionsgrades bei

$$\alpha_{\max} = \frac{4 \cdot R'}{\left[ R' + 1 \right]^2} \quad (3.17)$$

führt. Man kann also  $\alpha_0$  auch als Funktion von  $\alpha_{\max}$  darstellen.

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_{\max}}{1 + \left[ \frac{Z'_R}{R' + 1} V \right]^2} \quad (3.18)$$

Um das Verhalten des Absorptionsgrades bei verschiedenen Parametern des Feder-Masse-Systems besser darzustellen, kann man anhand der Bilder in der Grafik 3.2 das Verhalten des Schwingkreises bei verschiedenen  $Z'_R$  und  $R'$  sehen. Es wird in der Grafik 3.2 gut verdeutlicht, dass zwar bei  $R' = 1$  die Spitze des Absorptionsgrades bei Resonanz am höchsten ist,  $R'$  jedoch wenig Einfluss auf die Bandbreite nehmen kann. Für ein breiteres Absorptionsmaximum ist hauptsächlich der Resonator-Kennwiderstand zuständig. Eine 2,5 mm dicke Stahlplatte mit  $d = 10$  cm erreicht bei optimaler Bedämpfung ( $R' = 1$ ) zwar bei der Resonanzfrequenz  $\alpha = 1$ . Sie hat aber durch einen laut [9]  $Z'_R \approx 11$  großen Resonatorkennwiderstand nur ein schmalbandiges Wirkungsmaximum.

Eine wichtige Erkenntnis ist somit, dass  $Z'_R$  immer möglichst klein gehalten werden sollte. Das bedeutet in Folge einen möglichst weichen Luftpolster und eine leichte Metallplatte zu verwenden. Diese Forderung kann in einem klassischen Plattenresonator nur mit sehr großer Einbautiefe und dünnen Platten umgesetzt werden.

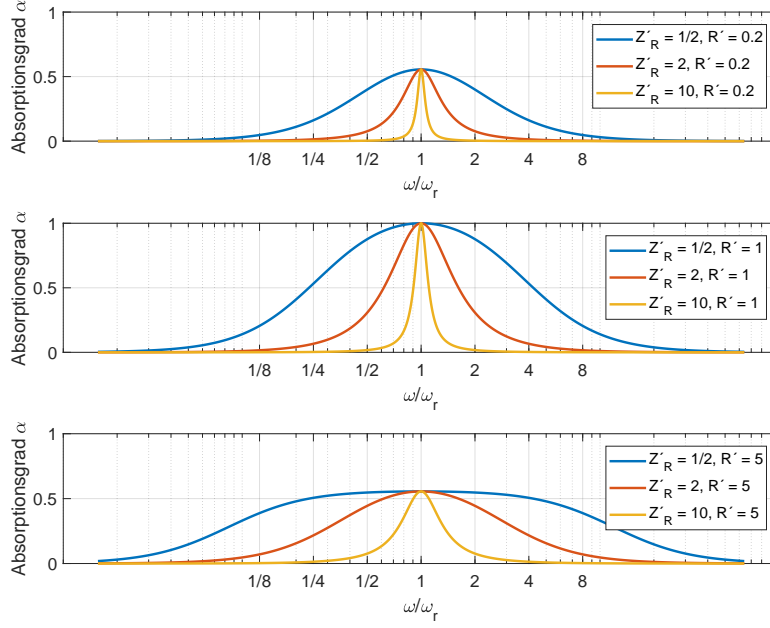


Abbildung 3.2: Änderung der Bandbreite bei Variation von  $Z'_R$  und  $R'$  [8].

Durch die bei VPR feste Verbindung der vorderen Platte mit einem Elastomer (Abb. 2.2) ändert sich Gleichung 3.6, da diese von einem klassischen Plattenresonator mit Luftfeder ausgeht. Aus der ursprünglichen Dichte der Luft  $\rho_0$  wird die Dichte des elastischen Materials  $\rho_e$  und die Schallgeschwindigkeit  $c_e$  im Elastomer ersetzt die Schallgeschwindigkeit in der Luft.

$$f_e = \frac{c_e}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_e}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} \quad (3.19)$$

Man kann  $f_e$  aber auch von  $f_R$  abhängig machen, indem man folgenden Vergleich heranzieht:

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_{ad}}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} \quad f_e = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_e}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} \quad (3.20)$$

$$E_e \text{ ..... Elastizitätsmodul des Elastomers } \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] \quad (3.21)$$

$$f_e = f_R \cdot \sqrt{\frac{E_e}{K_{ad}}} \quad (3.22)$$

Aus Abbildung 3.2 ging hervor, dass kleine Resonator-Kennwiderstände zu einer größeren Bandbreite verhelfen, weshalb auch bei der Elastomerplatte darauf geachtet werden sollte, dass deren E-Modul  $E_e$  nicht viel größer als  $K_{ad}$  der Luft ist.

Laut [11] beträgt  $E_e$  von Melaminharzschaum jedoch 670 kPa und ist somit größer als der adiabatische Kompressionsmodul  $K_{ad} = 140$  kPa von Luft. Die neue Feder-Masse-Resonanz wird sich also bei diesem und vergleichbaren Materialien nach oben verschieben. Auch die Breite des Absorptionsmaximums wird eher kleiner ausfallen als bei einem klassischen Plattenresonator.

## 3.2 Biegeschwingungsresonanzen

### 3.2.1 Berechnung der Resonanzfrequenzen

Die vordere Platte des VPR kann durch ihre freie Lagerung zu besonders tiefen Biegeschwingungsresonanzen angeregt werden. Mithilfe dieser Schwingungen kann sich die Platte an die Moden des Raumes anpassen und mitschwingen. Dadurch entsteht eine weiche Anpassung. Die Idee zur Nutzung der Biegeschwingungen der Fronplatte hatte bereits Mechel [12] in Verbindung mit dem klassischen Plattenresonator. Doch es stellte sich heraus, dass aufgrund der größeren Steifigkeit durch die Einspannung an den Rändern, die Biegeschwingungsresonanzen zu hoch waren [9]. Beim VPR entsteht durch die möglichst freie Lagerung der Platte auf dem Elastomer weniger Steifigkeit wodurch die Eigenresonanzen tiefer werden.

Um die Biegeschwingungen für den VPR mathematisch bestimmen zu können wird die modale Impedanz  $\underline{Z}_{mn}$  der Platte benötigt. In [13] wird  $\underline{Z}_{mn}$  einer "einfach aufgestützten" Platte, ohne Berücksichtigung eines Luftpolsters, beschrieben mit:

$$\underline{Z}_{mn} = j\omega m'' A_{mn} + (\eta - j) \frac{B}{\omega} B_{mn} \quad \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^3} \right] \quad (3.23)$$

$$B_{mn} = \left[ \left( \frac{m}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n}{L_y} \right)^2 \right]^2 \pi^4 A_{mn} \quad \left[ \frac{1}{\text{m}^4} \right] \quad (3.24)$$

$$B = \frac{E \cdot d_p^3}{12(1 - \mu^2)} \quad \dots\dots\dots \text{Biegesteife der Platte} \quad \left[ \text{Nm} \right] \quad (3.25)$$

$$E \quad \dots\dots\dots \text{Elastizitätsmodul} \quad \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] \quad (3.26)$$

$$\mu \quad \dots\dots\dots \text{Querkontraktionszahl, Poissonsche Zahl} \quad \left[ \quad \right] \quad (3.27)$$

$$m, n = 1, 3, 5, \text{ etc.} \quad \dots\dots\dots \text{Ordnungszahlen der Resonanzen} \quad \left[ \quad \right] \quad (3.28)$$

$$L_x, L_y \quad \dots\dots\dots \text{Seitenlängen der Platte} \quad \left[ \text{m} \right] \quad (3.29)$$

$$\eta \quad \dots\dots\dots \text{Verlustfaktor} \quad \left[ \quad \right] \quad (\text{Werte in [14]}) \quad (3.30)$$

Die Ordnungszahlen  $m, n$  sind deshalb nur ungerade, da sich geradzahlige Moden bei gleichförmigem Druck auf die Platte nicht ausbreiten können. Es käme zu einem Kurzschluss der Schwingungen, da gleich viele Maxima und Minima existieren.

$A_{mn}$  beschreibt dabei die Art der Befestigung der Platte an ihren Rändern. Bei der Randbedingung "einfach aufgestützt" gilt nach [13]:

$$A_{mn} = m^2 n^2 \pi^4 \frac{1}{64} \quad (3.31)$$

Setzt man den Imaginärteil der Gleichung 3.23 null, können die Resonanzfrequenzen errechnet werden.

$$\omega m'' A_{mn} - \frac{B}{\omega} B_{mn} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.32)$$

$$\omega^2 m'' A_{mn} = B \cdot B_{mn} \quad (3.33)$$

$$f(m, n) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{B \cdot B_{mn}}{m'' \cdot A_{mn}}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{B}{m''}} \cdot \left[ \left( \frac{m}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n}{L_y} \right)^2 \right] \quad (3.34)$$

Gleichung 3.23 stellt aber auch eine einfache Näherungslösung der modalen Impedanz für die freie Schwingung der Platte bei senkrechtem Schalleinfall dar. Die genaue Bestimmung der Resonanzen müsste eigentlich über die Randbedingung "frei-frei" erfolgen, da sich die Platte im Realfall, ohne jegliche Einspannung frei bewegen kann. Diese Lösung ist aber in einer einfachen analytischen Form nicht darstellbar. Daher wird in der Literatur auf Näherungslösungen, wie Gleichung 3.34, zurückgegriffen.

Die Randbedingung "fest eingespannt" für klassische Plattenresonatoren kann ebenfalls berechnet werden. In [9, S. 58] wird  $\underline{Z}_{kl}$  (mit Lufpolster) für quadratische Platten der Seitenlänge  $L$  mit folgender Gleichung beschrieben:

$$\underline{Z}_{kl} = j\omega m'' A_{kl} + (\eta - j) \left[ \frac{B}{\omega \cdot L^4} C_{kl} + \frac{K_{ad}}{\omega \cdot d} \right] \quad (3.35)$$

$$C_{kl} = \frac{\epsilon^2 \cdot \gamma^2}{256} [(\gamma^4 + \epsilon^4)(1 + c^2)(1 + d^2) + 2\gamma^2 \epsilon^2 (1 - c^2)(1 - d^2) + 4\gamma \epsilon (2 - \epsilon(1 - c^2) - \gamma(1 - d^2))] \quad (3.36)$$

$$A_{kl} = \frac{\epsilon^2 \cdot \gamma^2}{256} (1 + c^2)(1 + d^2) \quad (3.37)$$

$$\epsilon = 2(k - 0, 25)\pi \quad \gamma = 2(l - 0, 25)\pi \quad (3.38)$$

$$c = \frac{\sin(\epsilon/2)}{\sinh(\epsilon/2)} \quad d = \frac{\sin(\gamma/2)}{\sinh(\gamma/2)} \quad (3.39)$$

$$k, l = 1, 2, 3, \dots \text{Ordnungszahlen der Resonanzen} \quad (3.40)$$

Es ist dabei wichtig zu erwähnen, dass sich die Ordnungszahlen  $k, l$  von den Ordnungszahlen  $m, n$  unterscheiden.  $k, l$  überspringen die geradzahligen Moden, sodass  $k = 2$  mit  $m = 3$  und  $k = 3$  mit  $m = 5$  usw. übereinstimmen. Die zugehörige Resonanzfrequenz der modalen Impedanz  $\underline{Z}_{kl}$  ist:

$$f(k, l) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\frac{1}{L^4} B \cdot C_{kl} + \frac{K_{ad}}{d}}{m'' \cdot A_{kl}}} \quad (3.41)$$

Zum Vergleich wurde in folgender Tabelle 3.1 eine Stahlplatte ( $d_p = 1 \text{ mm}$ ,  $\rho_p = 7850 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$ ) mit den Abmessungen  $L_x = L_y = 1 \text{ m}$  herangezogen. Für den Fall eines klassischen Plattenresonators ("fest eingespannt") wurde ein 40 cm Luftpolster verwendet.



Tabelle 3.1:  $f_{mn}/f_{kl}$  für verschiedene Randbedingungen nach [15]

”fest eingespannt”	$f_{1,1}$ in Hz	$f_{2,1}/f_{1,2}$ in Hz	$f_{2,2}$ in Hz
	25,4	34,3	54,9
”frei aufliegend”	$f_{1,1}$	$f_{3,1}/f_{1,3}$	$f_{3,3}$
	4,9	24,6	44,4

Klar zu erkennen in Tabelle 3.1 ist, dass die Biegeschwingsresonanzen eines klassischen Plattenschwingers erst bei zweistelligen Frequenzen beginnen. Der VPR mit seiner freien Lagerung der Frontplatte schneidet besser ab. Allerdings ist hier zu erkennen, dass bei einer quadratischen Platte nur die erste Biegeschwingung besonders niedrig ist. Später wird mit anderen Seitenverhältnissen gerechnet, wodurch es zu deutlich mehr tieffrequenten Biegeschwingsungen kommt.

### 3.2.2 Messung der Biegeschwingsungen der Frontplatte

Man kann das Verhalten der Platte aber auch von der messtechnischen Seite aus untersuchen. Mithilfe eines Laser-Scanning-Vibrometers können die Schwingsungen einer Platte aufgezeichnet werden [7]. Als Anregung dient ein Lautsprecher, welcher von oben mit einem breitbandigen Rauschen auf die Platte strahlt. Koch [7] merkt an, dass seine Messungen nur als ”Relativvergleich” nutzbar sind, da sie in keinem Messraum, sondern einem akustisch ”unbehandelten” Zimmer durchgeführt wurden.

In [7] wurde bei 50 Hz die (5,3)-Mode gemessen. Sie ist links in Bild 3.3 dargestellt. Die Mode ist durch das Zählen der, in hellerer Farbe dargestellten, Maxima und Minima erkennbar.

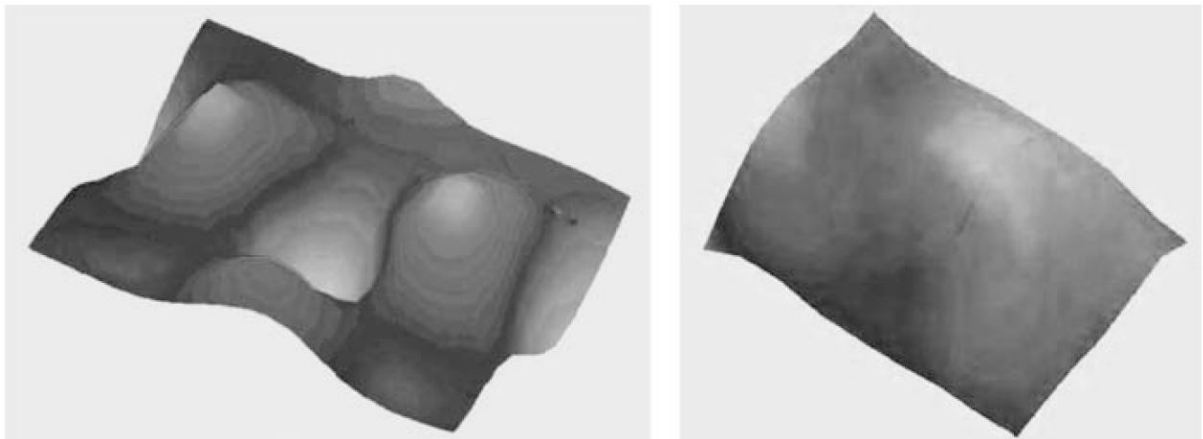


Abbildung 3.3: Unterschied in der Auslenkung einer 1 mm dicken Stahlplatte (150 cm x 100 cm)  
links: auf 10 cm Holzrahmen (aufgestützt) und Luftpolster: (5,3)-Mode bei 50 Hz, maximale Auslenkung von 700nm  
rechts: freischwingend auf 10 cm Melaminharzschäum geklebt: (keine erkennbare Mode) bei ca. 76 Hz maximale Auslenkung von 160 nm [7].

Da Koch in [7] die Platte auf einem Holzrahmen platziert hat, muss zur modalen Impedanz noch der Luftpolster addiert werden.

$$\underline{Z}_{mn} = j\omega m'' A_{mn} + (\eta - j) \left[ \frac{B}{\omega} B_{mn} + \frac{K_{ad}}{\omega \cdot d} \right] \quad (3.42)$$

Die Gleichung zur Berechnung der Resonanzfrequenzen lässt sich, durch die Addition des Luftpolsters zu

$$f(m, n) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{B \cdot B_{mn} + \frac{K_{ad}}{d}}{m'' \cdot A_{mn}}} \quad (3.43)$$

umformen.

$$B = \frac{E \cdot d_p^3}{12(1 - \mu^2)} = \frac{2,1 \cdot 10^{11} \cdot 0,001^3}{12(1 - 0,3^2)} = 19 \text{ Nm} \quad (3.44)$$

$$A_{5,3} = m^2 n^2 \pi^4 \frac{1}{64} = 5^2 \cdot 3^2 \pi^4 \frac{1}{64} = 342 \quad (3.45)$$

$$B_{5,3} = \left[ \left( \frac{m}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n}{L_y} \right)^2 \right]^2 \pi^4 A_{5,3} = \quad (3.46)$$

$$= \left[ \left( \frac{5}{1,5} \right)^2 + \left( \frac{3}{1} \right)^2 \right]^2 \pi^4 \cdot 342 = 1,35 \cdot 10^7 \quad (3.47)$$

$$f(5, 3) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{B \cdot B_{5,3} + \frac{K_{ad}}{d}}{m'' \cdot A_{5,3}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{19 \cdot 1,35 \cdot 10^7 + \frac{1,4 \cdot 10^5}{0,1}}{7850 \cdot 0,001 \cdot 342}} = 49,5 \text{ Hz} \quad (3.48)$$

Lässt man den Luftpolster weg, ändert sich die Resonanzfrequenz kaum:

$$f(5, 3) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{B \cdot B_{5,3}}{m'' \cdot A_{5,3}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{19 \cdot 1,35 \cdot 10^7}{7850 \cdot 0,001 \cdot 342}} = 49,5 \text{ Hz} \quad (3.49)$$

Somit wird klar, dass die Näherungslösung hinlänglich genaue Resultate der Biegeschwingungs-Resonanzfrequenzen liefert.

Weiters kann man anhand der in [7] durchgeführten Laser-Scanning-Vibrometer-Messung erkennen, wie stark sich eine Schicht aus Melaminharzschaum auf die Sichtbarkeit von Moden auswirkt. Rechts in Abb. 3.3 kann man keine einzelne Mode erkennen. Der fest verbundene Elastomer (in diesem Fall der Melaminharzschaum) hat nicht nur die Auslenkung, sondern auch die Modenbildung stark gedämpft.

### 3.3 Koinzidenzeffekt

So wie auch in der Bauakustik gibt es bei schrägem Schalleinfall (siehe Abb. 3.5) eine Frequenz, bei der die Wellenlänge in der Platte  $\lambda_B$  und die Projektion  $\lambda_S$  der Wellenlänge in der Luft  $\lambda_L$  übereinstimmen (Spuranpassung).

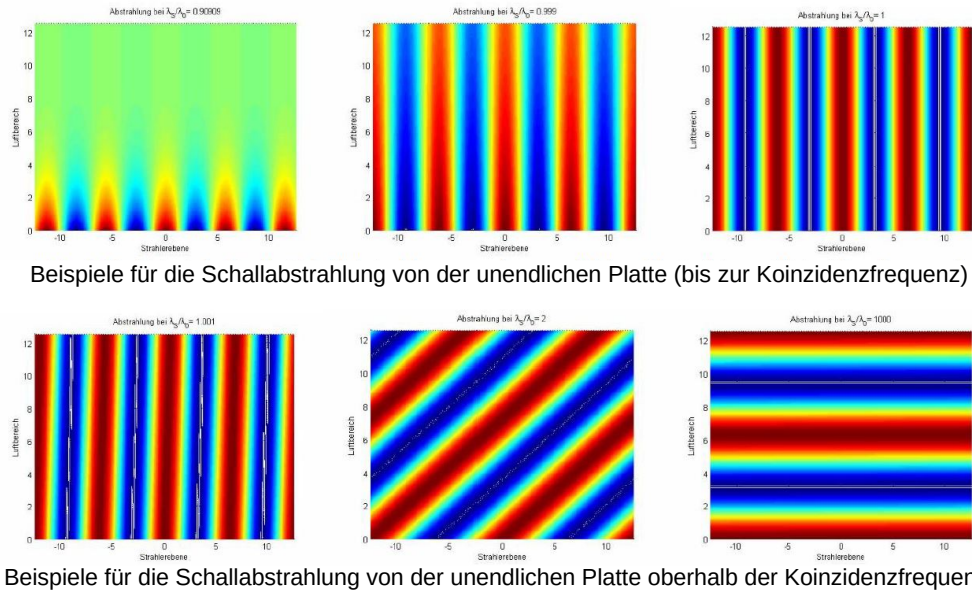


Abbildung 3.4: Unterschiedliche Schallabstrahlung von unendlichen Platten in Abhängigkeit der Koinzidenzfrequenz [10].

Unterhalb dieser Frequenz (siehe Abb. 3.4) kommt es nur zu Nahfeldern an der Plattenoberfläche. Bei der Koinzidenzfrequenz und darüber kann sich der Schall in die Luft ausbreiten und hat somit einen störenden Einfluss auf die Schalldämmung im Sinne der Bauakustik. Damit sich dieser Effekt nicht negativ auf die Akustik des Raumes auswirkt, sollte die Koinzidenzfrequenz  $f_g$  möglichst hoch liegen.

Die Schallgeschwindigkeit  $c_B$  in der Platte wird beschrieben mit:

$$c_B = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{\frac{B}{m''}} \quad (3.50)$$

$$(3.51)$$

Setzt man nun die beiden Wellenlängen  $\lambda_B$  und  $\lambda_S$  gleich (Spuranpassung), kann man daraus die Koinzidenzfrequenz  $f_g$  berechnen:

$$\lambda_S = \lambda_B \quad (3.52)$$

$$\frac{\lambda_L}{\sin \delta} = \frac{c_B}{f} = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{\frac{B}{m''}} \cdot \frac{1}{f} \quad (3.53)$$

$$\left(\frac{c_L}{\sin \delta}\right)^2 = \omega \cdot \sqrt{\frac{B}{m''}} \quad (3.54)$$

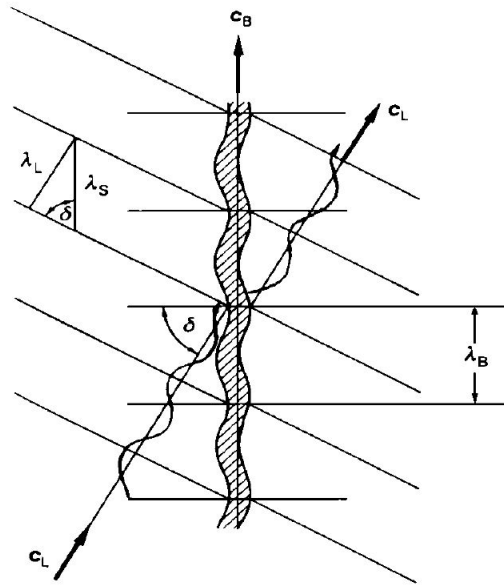


Abbildung 3.5: Schräger Schalleinfall auf eine Platte [16].

$$f = \frac{c_L^2}{2\pi \cdot \sin^2(\delta)} \sqrt{\frac{m''}{B}} \quad (3.55)$$

Da wir an der tiefstmöglichen Koinzidenz interessiert sind, wird das Maximum des  $\sin^2 \delta = 1$  eingesetzt. Das ist bei einem Winkel von  $90^\circ$  der Fall. Diese Frequenz wird als Koinzidenzfrequenz  $f_g$  bezeichnet.

$$\boxed{f_g = \frac{c_L^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m''}{B}}} \quad (3.56)$$

### 3.4 Zusammenfassung

In Abbildung 3.6 kann man die Wirkungsweise des VPR nun gut ablesen. Ein Wirkungsmaximum ergibt sich im Bereich von  $f_R$  und  $f_e$  (Gleichung 3.6 und 3.19) durch die Feder-Masse-Resonanz. Im Falle von Bild 3.6 also zwischen ca. 60 und 100 Hz.

Verbessert wird diese Wirkung durch die freie Lagerung der Verbundplatten und die dadurch entstehende gute Anpassung an das zeitliche und örtliche Verhalten der Raummoden. Bei Frequenzen über 100 Hz entfaltet die poröse Rückplatte ihre Wirkung, wenn keine Berandung vorhanden ist.

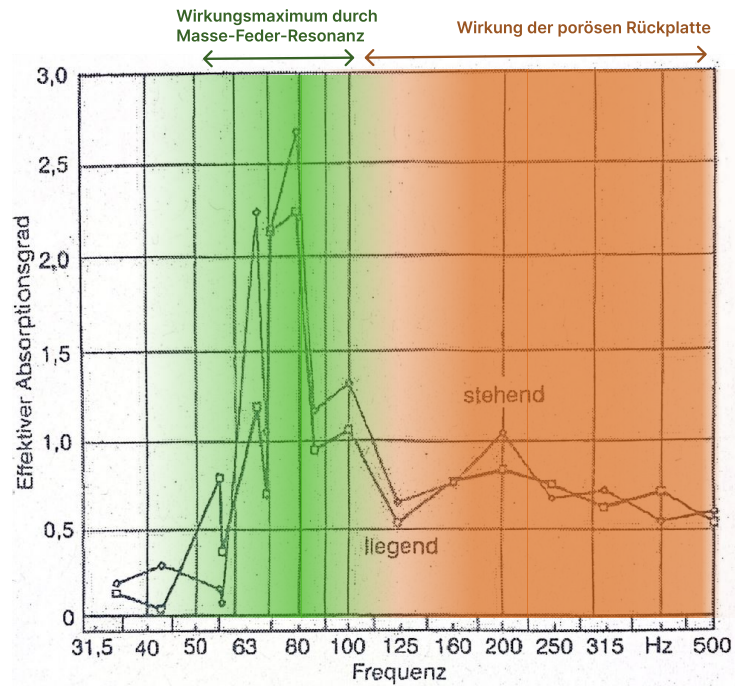


Abbildung 3.6: Skizze der Wirkungsweisen des VPR.[1]



---

---

# 4

## Dimensionierung des VPR

### 4.1 Material der Frontplatte

Als Vergleich zu den Berechnungen in dieser Seminararbeit werden die Ergebnisse der Dimensionierungsgleichungen aus [1] dargestellt. Sie sind in der Tabelle 4.1 zu sehen.

*Tabelle 4.1: Zusammenfassung Material- und Bauteilkenngrößen aus [1]*

Material	$d_p$	$m''$	$d$	$f_1$	$f_0$
Stahl	0,0025	19,5	0,1	6	43
PE (weich)	0,013	12	0,05	4	77
Acrylglas	0,01	12	0,05	10	77
Glas	0,005	12,5	0,05	13	75

Da VPR mit einem Seitenverhältnis von bis zu 3:1 gebaut werden, sind in Tabelle 4.2  $L_x = 1,5$  m und  $L_y = 1$  m gewählt worden. Als Materialien wurden dieselben verwendet, wie in Tabelle 4.1. Da ein Elastomer verklebt mit der Fronplatte keine großen Auswirkungen auf die Feder-Masse-Resonanz hat, wird  $f_R$  nur mit einem Luftpolster berechnet.

Sowohl Stahl, PE, Acrylglas als auch Glas können mit ihren mechanischen Eigenschaften sehr tiefe Biegeschwingungsresonanzen erreichen. Der Unterschied zwischen diesen Materialien liegt in ihrer Dicke. Stahl kann mit  $d_p = 1 - 4$  mm sehr dünn gebaut werden. PE, Glas und Acrylglas brauchen mit  $d_p = 10 - 40$  mm um eine 10er Potenz mehr Material, um mit der Masse-Feder-Resonanz  $f_R$  gleich tief hinunter zu kommen.

Vegleicht man  $f_R$  mit  $f_{1,1}$  wird deutlich, dass ein Mittelweg, zwischen dem Wirkungsmaximum bei der Feder-Masse-Resonanz und der niedrigsten Biegeschwingungsresonanz eingegangen werden muss. Wo  $f_{1,1}$  mit der Steigerung der Dicke  $d_p$  der Frontplatte ebenfalls steigt, sinkt  $f_R$ .

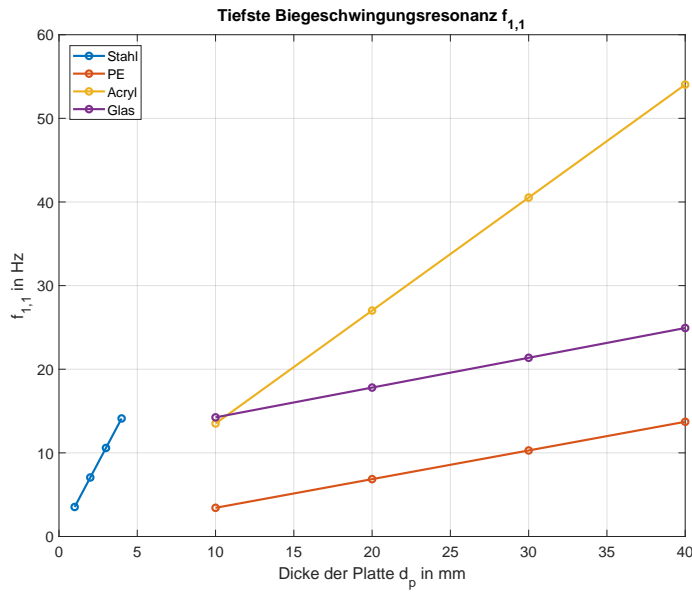


Abbildung 4.1: Biegeschwingsresonanz  $f_{1,1}$  in Abhängigkeit der Frontplattendicke  $d_p$  und der verschiedenen Materialien

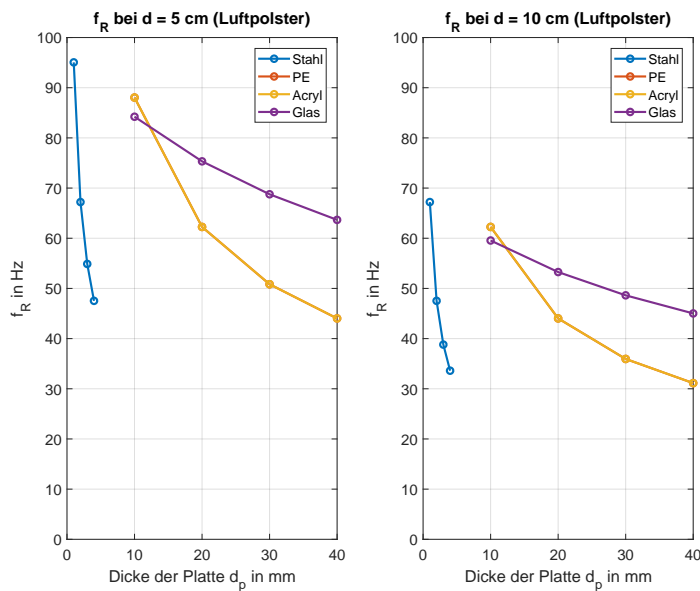


Abbildung 4.2: Feder-Masse-Resonanz  $f_R$  in Abhängigkeit der Frontplattendicke  $d_p$  und der verschiedenen Materialien



Tabelle 4.2: Materialauswahl der Frontplatte in Anlehnung an [1]

Material	$\rho_p$	$d_p$	$\mu$	$E$	$d$ (Luftpolster)	B	$f_{1,1}$	$f_R$
Stahl	7850	0,001	0,28	$2,1 \cdot 10^{11}$	0,05	19	3,5	95
		0,002				152	7,1	67
		0,003				513	10,6	55
		0,004				1215	14,1	48
		0,001			0,1	19	3,5	67
		0,002				152	7,1	48
		0,003				513	10,6	39
		0,004				1215	14,1	34
PE (weich)	915	0,01	0,45	$2,0 \cdot 10^8$	0,05	21	3,4	88
		0,02				167	6,9	62
		0,03				564	10,3	51
		0,04				1338	13,7	44
		0,01			0,1	21	3,4	62
		0,02				167	6,9	44
		0,03				564	10,3	36
		0,04				1338	13,7	31
Acrylglas	915	0,01	0,39	$3,3 \cdot 10^9$	0,05	324	13,5	88
		0,02				2595	27,0	62
		0,03				8757	40,5	51
		0,04				20757	54,0	44
		0,01			0,1	324	13,5	62
		0,02				2595	27,0	44
		0,03				8757	40,5	36
		0,04				20757	54,0	31
Glas	2500	0,004	0,23	$7,0 \cdot 10^{10}$	0,05	394	14,2	84
		0,005				770	17,8	75
		0,006				1330	21,4	69
		0,007				2113	24,9	64
		0,004			0,1	394	14,2	60
		0,005				770	17,8	53
		0,006				1330	21,4	49
		0,007				2113	24,9	45

## 4.2 Anwendungsbeispiel anhand zweier VPR

Die in Kapitel 3 bestimmten Dimensionierungsgleichungen sollen nun angewendet werden.

In den Bildern 4.1 und 4.2 ist ersichtlich, dass sich eine Stahlplatte gut als VPR eignet. Sie kann im Gegensatz zu den anderen Materialein Glas, PE und Acryl besonders dünn gewählt werden, um schon genügend tiefe Feder-Masse-Resonanzen mit einem Luftpolster zu haben. Daher wird bei den, in den folgenden Berechnungen ausgewählten, VPR auch eine Stahlplatte herangezogen. Diese ist 1 mm bzw. 2,5 mm dick. Als Elastomer wird 10 cm Melaminharzschaum verwendet. Die Abmessungen  $L_x = 1,5$  m und  $L_y = 1$  m gleichen jenen aus der Tabelle 4.2.

Als erstes wurde in dieser Seminararbeit die Gleichung 3.6 für die Feder-Masse-Resonanz  $f_R$  bei einem Luftpolster vorgestellt.

$$f_{R(1\text{mm})} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_{ad}}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1,4 \cdot 10^5}{0,1 \cdot 7850 \cdot 0,001}} = 67 \text{ Hz} \quad (4.1)$$

$$f_{R(2,5\text{mm})} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_{ad}}{d \cdot \rho_p \cdot d_p}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1,4 \cdot 10^5}{0,1 \cdot 7850 \cdot 0,0025}} = 43 \text{ Hz} \quad (4.2)$$

In Gleichung 3.18 wurde der Absorptionsgrad eines Plattenresonators mit Luftpolster berechnet. Da dieser von der Frequenz abhängt wird er, wie auch in Abb. 3.2 in folgenden Grafiken dargestellt:

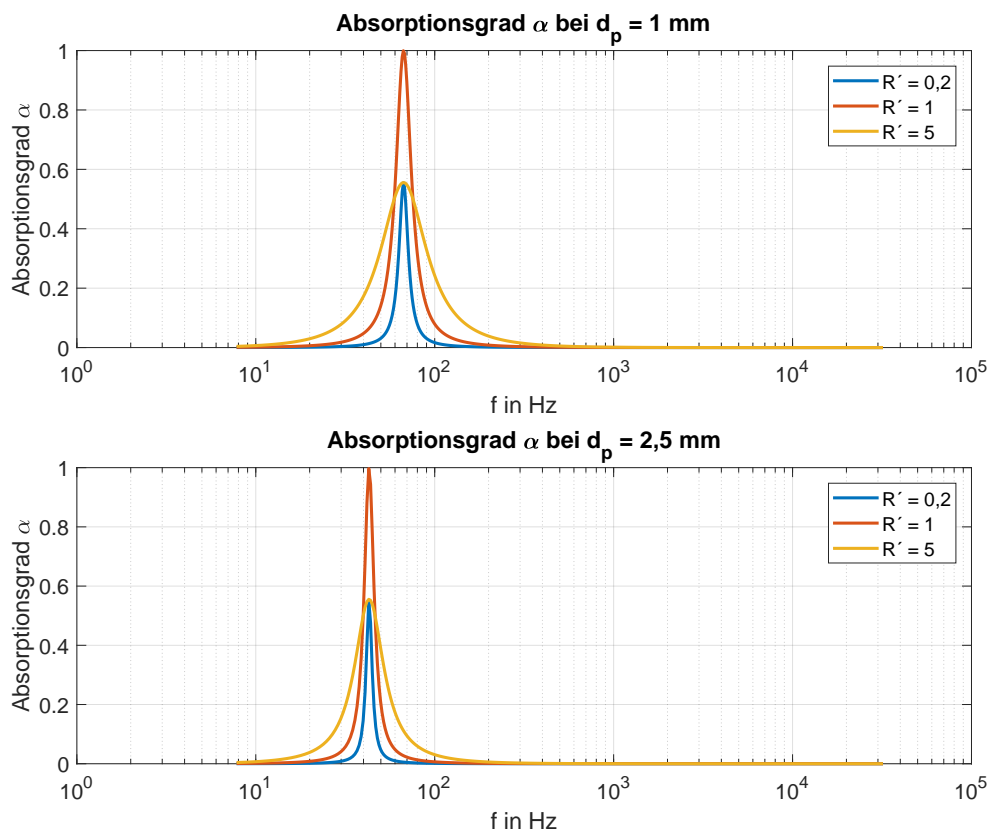


Abbildung 4.3: Absorptionsgrad einer Stahlplatte vor 10 cm Luftpolster in Abhängigkeit der Frontplattendicke  $d_p$  und der Reibung  $R'$ .

Man kann in Abbildung 4.3 wieder erkennen, dass die kleinere flächenbezogene Masse  $m''$  der dünnen Stahlplatte zu einem breiteren Absorptionsgradmaximum führt. Die normierte flächenbezogene Reibung  $R'$  wurde in diesen Grafiken nicht genauer spezifiziert, da sie laut Kapitel 3 analytisch nicht genau bestimmbar ist.

Rechnet man die fest verklebte Melaminharzschicht dazu, verändert sich  $f_R$  laut Gleichung 3.22 zu  $f_e$ . Der Wert für das Elastizitätsmodul von Melaminharzschäum wurde aus [11] übernommen.

$$f_{e(1\text{mm})} = f_R \cdot \sqrt{\frac{E_e}{K_{ad}}} = 68 \cdot \sqrt{\frac{6,7 \cdot 10^5}{1,4 \cdot 10^5}} = 149 \text{ Hz} \quad (4.3)$$

$$f_{e(2,5\text{mm})} = f_R \cdot \sqrt{\frac{E_e}{K_{ad}}} = 43 \cdot \sqrt{\frac{6,7 \cdot 10^5}{1,4 \cdot 10^5}} = 94 \text{ Hz} \quad (4.4)$$

Im relevanten Wirkungsbereich (bis ca. 100 Hz) sollen nun auch jeweils die Eigenresonanzen der Platten bestimmt werden (Tabelle 4.3).

Tabelle 4.3: Biegeschwingungsresonanzen  $f_{m,n}$  im Hauptwirkungsbereich

Biegeschwingungsresonanzen in Hz der Stahlplatte ( $d_p = 1 \text{ mm}$ )								
$f_{1,1}$	$f_{3,1}$	$f_{1,3}$	$f_{5,1}$	$f_{5,3}$	$f_{7,1}$	$f_{1,5}$	$f_{3,5}$	$f_{7,3}$
3,5	5,7	23,1	29,6	49,1	55,6	62,2	70,8	75,2
Biegeschwingungsresonanzen in Hz der Stahlplatte ( $d_p = 2,5 \text{ mm}$ )								
$f_{1,1}$	$f_{3,1}$	$f_{1,3}$	$f_{5,1}$					
8,8	14,3	57,7	74,0					

Man sieht, dass die dünnere Stahlplatte mehr tieffrequente Biegeeigenresonanzen aufweist als die dickere Platte. Daraus kann man schließen, dass bei 1 mm Stahlplatten eine etwas bessere Anpassung an das zeitliche und räumliche Verhalten des Raumes besteht.

Zuletzt wird noch die Koinzidenzfrequenz  $f_g$  nach Gleichung 3.56 berechnet, um sicherzustellen, dass sich diese möglichst hoch und außerhalb des interessierenden tiefen Frequenzbereichs befindet.

$$f_{g(1\text{mm})} = \frac{c_L^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m''}{B}} = \frac{343^2}{2\pi} \sqrt{\frac{7850 \cdot 0,001}{\frac{210 \cdot 10^9 \cdot 0,001^3}{12(1 - 0,28^2)}}} = 12\,053 \text{ Hz} \quad (4.5)$$

$$f_{g(2,5\text{mm})} = \frac{c_L^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m''}{B}} = \frac{343^2}{2\pi} \sqrt{\frac{7850 \cdot 0,0025}{\frac{210 \cdot 10^9 \cdot 0,0025^3}{12(1 - 0,28^2)}}} = 1240 \text{ Hz} \quad (4.6)$$

Auch bei der Koinzidenzfrequenz schneidet die dicke Platte schlechter ab, da  $f_g$  bei einer Plattendicke von 2,5 mm deutlich tiefer liegt, als bei der dünneren Ausführung.

Es lässt sich zusammenfassend mit einer etwas dickeren Frontplatte aus Stahl eine tiefere Feder-Masse-Resonanz erreichen. Durch die größere Masse ist das Absorptionsgradmaximum aber nicht so breit, wie bei der dünneren Platte. Biegeschwingungsresonanzen kann man ebenso bei der 1 mm dicken Stahlplatte deutlich mehr im interessanten Frequenzbereich erhalten.



---

---

# 5

## Fazit und Ausblick

Diese Seminararbeit hat sich mit dem Aufbau und der Funktionsweise eines Verbundplatten-Resonators beschäftigt. Dabei wurden das Feder-Masse-System, die Biegeschwingungen und der Verbund mit einem Elastomer behandelt und Dimensionierungsgleichungen beschrieben.

Es stellt sich heraus, dass bei klassischen Plattenresonatoren zwar auch Biegeschwingungs-Resonanzen möglich sind, diese aber zu hoch liegen. Für eine bessere Anpassung an das räumliche und zeitliche Verhalten des Raumes ist die freie Lagerung der Fronplatte wichtig. Dies macht der VPR durch seinen Aufbau möglich. Auch wenn zur Bestimmung dieser Eigenresonanzen der Platte nur eine Näherungslösung mit der Randbedingung frei aufliegend angegeben wird, so reicht diese aus, um die Eignung der Platte als VPR bestimmen zu können.

Am Ende wurden dann sämtliche Gleichungen angewandt und beispielhafte Absorber und deren Wirksamkeit berechnet. Dünne Stahlplatten (1 mm Dicke) erwiesen sich als besonders vorteilhaft, da sie zu tieferen Biegeschwingungen angeregt werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte noch keine genaue Bestimmung der flächenbezogenen Reibung  $R'$  des VPR angegeben werden. Diese wäre aber für die Höhe des Absorptionsgradmaximums von großer Bedeutung. Weiters wäre es interessant die Näherungslösung der Biegeschwingungsresonanzen mit einer FEM-Software zu überprüfen. Mit diesem Werkzeug kann dann auch die Randbedingung "frei-frei" ausgerechnet werden. Da für den VPR ohnehin nur die ersten paar Moden der Platte relevant sind, sollte sich bei der Simulation die Rechenzeit in Grenzen halten.

---

# Literatur

- [1] X. Zha und H. Fuchs, “Wirkungsweise und Auslegungshinweise für Verbund-Platten-Resonatoren”, *Zeitschrift für Lärmbekämpfung*, Jg. 43, Nr. 8, 1996.
- [2] H. V. Fuchs, *Schallabsorber und Schalldämpfer: Innovative akustische Konzepte und Bauteile mit praktischen Anwendungen in konkreten Beispielen*, 3. Aufl. 2010, Ser. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, ISBN: 9783642014130. Adresse: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-epflicht-1510418>.
- [3] Deutsches Institut für Normung e.V., *DIN ISO 354 Akustik - Messung der Schallabsorption in Hallräumen*, Berlin, Dezember 2003.
- [4] X. Zha und J. Oelmann, “Zur Messung von ”Nachhallzeiten“ bei geringer Eigenfrequenzdichte”, *Rundfunktechnische Mitteilungen*, Jg. 30, Nr. 6, S. 258–268, 1986.
- [5] *Raumakustik: Vorlesungsskriptum*. Technische Universität Graz, 2018.
- [6] H. Fuchs und X. Zha, “Messung des effektiven Absorptionsgrades in kleinen Räumen”, *Rundfunktechnische Mitteilungen*, Jg. 40, Nr. 3, S. 77–83, 1996.
- [7] M. Koch, “Schalltechnische Charakterisierung von Verbund-Platten-Resonatoren”, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Stuttgart, 2003.
- [8] X. Zha und H. Fuchs, “Transparente Vorsatzschalen als Schallabsorber im Plenarsaal des Bundestages”, *Bauphysik*, Jg. 16, Nr. 3, S. 69–80, 1994.
- [9] H. Fuchs, *Raumakustik und Lärminderung: Konzepte Mit Innovativen Schallabsorbere Und -Dämpfern*, 4. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, ISBN: 3662531623.
- [10] *Vorlesungsskriptum Technische Akustik*. Technische Universität Graz, 2022.
- [11] B. P. Semeniuk, E. Lundberg und P. Göransson, “Acoustics modelling of open-cell foam materials from microstructure and constitutive properties”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 149, Nr. 3, S. 2016–2026, 2021, ISSN: 0001-4966. DOI: [10.1121/10.0003824](https://pubs.aip.org/asa/jasa/article/149/3/2016/974585/Acoustics-modelling-of-open-cell-foam-materials). Adresse: <https://pubs.aip.org/asa/jasa/article/149/3/2016/974585/Acoustics-modelling-of-open-cell-foam-materials>.
- [12] G. Müller und M. Möser, *Taschenbuch der Technischen Akustik: Kap. 19. Schallabsorption*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 1994, ISBN: 978-3-540-41242-7.
- [13] N. Kiesewetter, “Schallabsorption durch Platten-Resonanzen”, *Gesundheits-Ingenieur*, Jg. 101, Nr. 3, S. 57–62, 1980.
- [14] X. Zhou, R. Heinz und H. Fuchs, “Zur Berechnung geschichteter Platten- und Lochplatten-Resonatoren”, *Bauphysik*, Jg. 20, Nr. 3, 1998.
- [15] R. Ford und M. McCormick, “Panel Sound Absorbers”, *Journal of Sound and Vibration*, Jg. 10, Nr. 3, 1969.
- [16] *Vorlesungsunterlage Bauphysik 2: Schallschutz und Akustik*. Technische Universität Graz, 2020.