
BACHELORARBEIT

MODELLIERUNG EINES AKTIVEN
ELEKTROAKUSTISCHEN ABSORBERS

Matthias Stangl

Bachelorseminar: Elektro- und Raumakustik

Signal Processing and Speech Communications Laboratory
Graz University of Technology, Austria

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

Graz, 28. Januar 2022

Kurzfassung

Niedrige Frequenzen bilden in Räumen stehende Wellen - Raummoden. Somit breitet sich im Raum ein inhomogenes Schallfeld aus. Um eine optimale Musikwiedergabe zu erreichen, müssen diese Raummoden möglichst stark gedämpft werden. In den meisten Fällen wird eine Lösung durch poröse Absorber angestrebt. Diese Arbeit befasst sich mit einer alternativen Lösung, dem aktiven elektroakustischen Absorber. Zuerst wird das System dieses Absorbers in Aufbau und Funktionsweise beschrieben. Die darauffolgenden Berechnungen ergeben eine Bandbreite von vier Oktaven, bei denen eine effektive Absorption stattfindet. Dieses Ergebnis kann im Messrohr reproduziert werden. Weiters wird die Performance des Absorbers anhand von Messungen in Hörräumen diskutiert. Dabei beträgt die maximale Reduktion der modalen Abklingzeiten knapp 70 Prozent. Im Schnitt werden die Abklingzeiten um über 20 Prozent verringert, auch wenn die Konfiguration des Absorbers nicht auf den Raum abgestimmt ist. Um den Absorber ohne die Einflüsse akustischer Elemente der Hörräume zu betrachten, setzt sich diese Arbeit auch mit einer Hallraummessung auseinander. Die im Hallraum sehr stark ausgeprägten Moden können bedeutend verringert werden. Als Maßstab dienen wieder die modalen Abklingzeiten, welche vom Absorber im Schnitt um 53 und maximal um knapp 85 Prozent reduziert werden können.

Abstract

Low frequencies in rooms form standing waves – room modes. The acoustic field is therefore inhomogeneous. For optimal music reproduction the room modes must be damped significantly. Most solutions for this problem are based on porous absorbers. The present paper, however, is focusing on the active electroacoustic absorber as a possible alternative. First, the concept and functional principle of this absorber are described. The detailed model calculations result in a bandwidth of four octaves, in which an effective absorption is possible. The same result was reproduced in a measuring tube. Furthermore, the performance of the absorber is discussed based on measurements in listening rooms. The average modal decay time reduction exceeds 20 percent with a maximum of nearly 70 percent, even if the configuration of the absorbers is not tuned for the specific room. To evaluate the absorber without the influence of the acoustic treatment of listening rooms, a measurement in a reverberation chamber is observed. The very pronounced room modes in the reverberation chamber were damped substantially. In this measurement the modal decay times were reduced by 53 percent on average and by nearly 85 percent at the maximum.

Inhaltsverzeichnis

1	Der aktive elektroakustische Absorber	5
1.1	Funktionsweise	5
1.2	Übertragungsfunktion der Steuerkette	6
1.3	Berechnung der Bandbreite B	9
1.4	Experimentelle Validierung im Messrohr	12
2	Anwendung des Absorbers zur Raummodendämpfung	16
2.1	Elektroakustischer Absorber in Hörräumen	16
2.1.1	Messaufbau	16
2.1.2	Messergebnisse	17
2.2	Elektroakustischer Absorber im Hallraum	21
2.2.1	Messaufbau	21
2.2.2	Messergebnisse	21
3	Anhang	25
3.1	Matlab-Skript <i>EAA_Calculation.m</i>	25

Literaturverzeichnis

- [1] M. Černík and P. Mokřý, “Sound reflection in an acoustic impedance tube terminated with a loudspeaker shunted by a negative impedance converter”, *Smart materials and structures*, vol. 21, 2012.
- [2] E. Rivet, S. Karkar, and H. Lissek, “Broadband Low-Frequency Electroacoustic Absorbers through Hybrid Sensor-/Shunt-Based Impedance Control”, *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 2016.
- [3] M. Zollner and E. Zwicker, *Elektroakustik*, Springer Verlag, 1993, vol. 3.
- [4] R. A. Pease, “A Comprehensive Study of the Howland Current Pump”, *National Semiconductor*, vol. 29, 2008.
- [5] H. E. de Bree, “The Microflow: an acoustic particle velocity sensor”, *Acoustics Australia*, vol. 31, 2003.
- [6] E. Rivet, S. Karkar, H. Lissek, and D. Strobino, “Electroacoustic absorbers for the low-frequency modal equalization of a room: what is the optimal target impedance for maximum modal damping, depending on the total area of absorbers?”, *Forum Acusticum*, 2014.
- [7] W. Weselak and G. Graber, *Elektroakustik Skript*, Technische Universität Graz - SPSC, 2019.
- [8] International Standard, “ISO 10534-2-1998: Acoustics - determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - part 2: Transfer-function method”, *Genf, Schweiz*, 1998.
- [9] G. Graber and W. Weselak, *Raumakustik Skript*, Technische Universität Graz - SPSC, 2018.
- [10] E. Rivet, S. Karkar, H. Lissek, T. N. Thorsen, and V. Adam, “Experimental assessment of low-frequency electroacoustic absorbers for modal equalization in actual listening rooms”, *AES Convention Paper 9505*, 2016.
- [11] “ITU-R BS.1116-3: Methods for the subjective assessment of small impairments in audio systems”, *International Telecommunications Union, Geneva, Switzerland*, 2015.
- [12] “IEC.60268-13: Sound system equipment - part 13: Listening tests on loudspeakers”, *International Electrotechnical Commission, Geneva, Switzerland*, 1998.
- [13] M. H. Richardson and D. L. Formenti, “Global Curve Fitting of Frequency Response Measurements using the Rational Fraction Polynomial Method”, *Structural Measurement Systems San Jose, California*, 1985.
- [14] H. Lissek, V. Adam, A. Pittet, and A. Roux, “Experimental assessment of active electroacoustic absorbers for broadband room modes damping”, *Internoise*, 2015.

Der aktive elektroakustische Absorber

1.1 Funktionsweise

Die auf den Absorber (Abbildung 1.1) treffende Schallwelle sieht an der Lautsprechermembran eine Wandimpedanz. Ziel ist es, diese Wandimpedanz des Absorbers $Z_W(s)$ an die Schallkennimpedanz der Luft Z_0 anzugleichen, um so Reflexionen möglichst zu verhindern. Dabei wird an die Lautsprecherbuchsen ein Negativimpedanzkonverter angeschlossen [1]. Diese Schaltung stellt eine Impedanz am Lautsprecher dar, die einen negativen Realteil haben kann. Durch diesen negativen Realteil wird die Wandimpedanz bei Resonanz an die Schallkennimpedanz angepasst. Der Imaginärteil dieser Impedanz verschiebt die Resonanzfrequenz des Lautsprechersystems. So können aber nur einzelne Frequenzen gedämpft werden. Der beschriebene Absorber soll jedoch zur Raummodendämpfung (bis 500 Hz) dienen. Das setzt eine höhere Bandbreite voraus. Darum wird eine Steuerung benötigt.

In Abbildung 1.1 ist der Aufbau des Absorbers zu sehen. Es befindet sich ein Lautsprecher in einem geschlossenen Gehäuse. An der Gehäusefront befindet sich ein Mikrofon, welches den lokalen Schalldruck $p(t)$ misst. Es wird angenommen, dass der Schalldruck am Mikrofon mit dem Schalldruck an der Membran $p_M(t)$ ident ist. Die einfallende Schallwelle setzt die Membran in Bewegung. Dadurch wird in der Schwingspule eine Spannung induziert, die einen Strom $i_{ind}(t)$ zur Folge hat. An den Klemmen des Lautsprechers liegt der Ausgang einer Operationsverstärkerschaltung [Howland Current Pump (HCP)]. Der Strom $i(t)$ am OP-Ausgang wird anhand der HCP in Abhängigkeit des am Mikrofon gemessenen Schalldrucks gesteuert. Ein Controller übernimmt die Übertragung des gemessenen Schalldrucks auf eine Steuerspannung der OP-Schaltung. Auf diese Weise wird die Wandimpedanz des Absorbers $Z_W(s)$ gesteuert. Um die maximale Absorption zu erhalten, müssen die akustische Impedanz des Lautsprechers und die Schallkennimpedanz Z_0 ident sein (Impedanzanpassung).

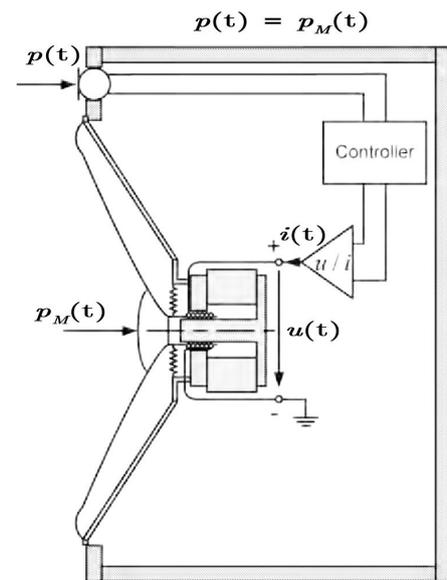


Abbildung 1.1: Aufbau des aktiven elektroakustischen Absorbers [2]

1.2 Übertragungsfunktion der Steuerkette

Der Lautsprecher entspricht bei dieser Betrachtung im Gegensatz zur Verwendung als Schallquelle einem Zweitor mit akustischen Eingangsgrößen (Schalldruck und Schallfluss) und elektrischen Ausgangsgrößen (Spannung und Strom). Ziel ist es, die Übertragungsfunktion $G(s)$ zu ermitteln (Abbildung 1.2 links), um anschließend eine Steuerkette mit der gleichen Übertragungsfunktion zu designen (Abbildung 1.2 rechts), bei der man aber die Wandimpedanz des Absorbers anhand von Parametern einstellen kann. Der elektrische Ausgang dieser Steuerkette (Abbildung 1.3) dient dazu, den Strom durch den Lautsprecher zu steuern und damit die zuvor eingestellte Wandimpedanz des Absorbers zu erreichen. Diese Steuerkette besteht aus einem Mikrofon, einem digitalen Controller und einer OP-Schaltung und ist in Abbildung 1.2 rechts bzw. in Abbildung 1.3 links dargestellt.

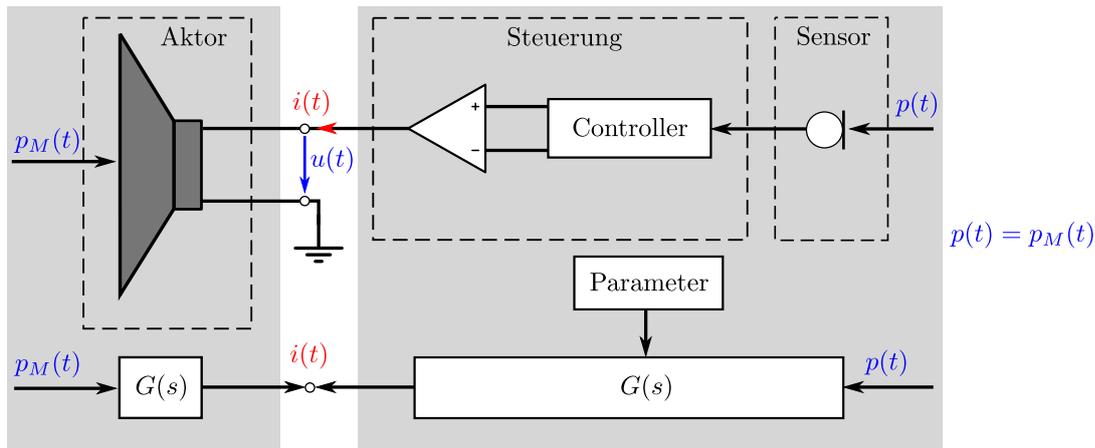


Abbildung 1.2: Blockschaltbild des elektroakustischen Absorbers, links: Lautsprecher, rechts: Steuerkette

Die Steuerung ändert die Wandimpedanz des Absorbers damit, dass sie die Schnelle der Membran $v(t)$ steuert. Wird die Schnelle der Membran abhängig vom Schalldruck $p(t)$, der Schallkennimpedanz Z_0 entsprechend, gesteuert, so sieht die einfallende Schallwelle keinen Mediumwechsel und wird daher absorbiert. Die über den Sensor erfasste Führungsgröße $p(t)$ wird durch die Steuerung in die Stellgröße, den Strom $i(t)$ durch die Schwingspule, umgewandelt. Der Strom wird im Aktor in die Membranschnelle $v(t)$ umgesetzt.

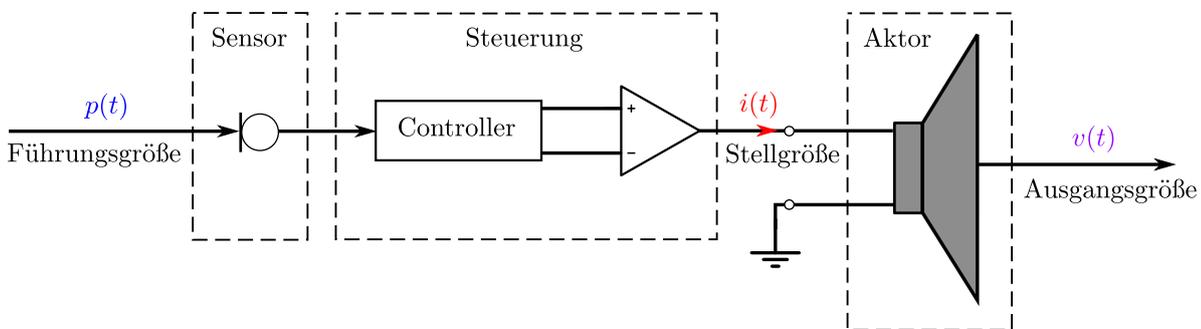


Abbildung 1.3: Blockschaltbild der Steuerkette (links)

Um die Übertragungsfunktion zu berechnen, werden zunächst die Kräfte an der Membran betrachtet (Abbildung 1.4). Somit ist der erste Schritt das Aufstellen der Bewegungsgleichung der Membran anhand des zweiten Newtonschen Gesetzes - dem Aktionsprinzip $F = m \cdot \frac{dv(t)}{dt}$. Hierbei wird der von außen auf die Membranfläche A_M wirkende Schalldruck $p_M(t)$ als Krafteinwirkung betrachtet. Das Lautsprechersystem wird hier als Masse-Feder-Dämpfer-System angesehen. Diese Kraft $F_A(t)$ beschleunigt nun die Masse der Membrankonstruktion m_{Mk} . Ein Teil davon wird jedoch durch den Dämpfer, den mechanischen Reibwiderstand der Membranaufhängung $R_{m,Ma}$, in Wärme umgewandelt. Die Feder setzt sich aus der Sicke und Spinne des Lautsprechers mit der Federsteifigkeit $s_{m,Ma}$ und der volums- und membranabhängigen Feder der Luft im geschlossenen Gehäuse mit der Federsteifigkeit $s_{m,gG}$ [3, S. 140] zusammen. Zur Berechnung wird allerdings der Kehrwert der Federkonstante, die Nachgiebigkeit C_m in m/N bevorzugt. Zusätzlich wirkt auch noch die Lorentzkraft $F_{Lo} = Bl \cdot i(t)$ mit der magnetischen Flussdichte B und der elektrischen Leiterlänge l anhand des Stromes $i(t)$ dem Druck entgegen.

Die Nachgiebigkeit der Membranaufhängung und die des Luftvolumens der Lautsprecherbox werden zu einer gesamten Nachgiebigkeit $C_{m,g,gG}$ zusammengefasst. An den Klemmen des Lautsprechers ist eine Stromquelle angeschlossen, welche die OP-Schaltung darstellt. Da die elektrische Impedanz der Schwingspule durch die Lastunabhängigkeit der Stromquelle nicht mehr relevant ist, wird sie in eine elektrische Gesamtimpedanz $Z_{e,g}$ zusammengefasst.

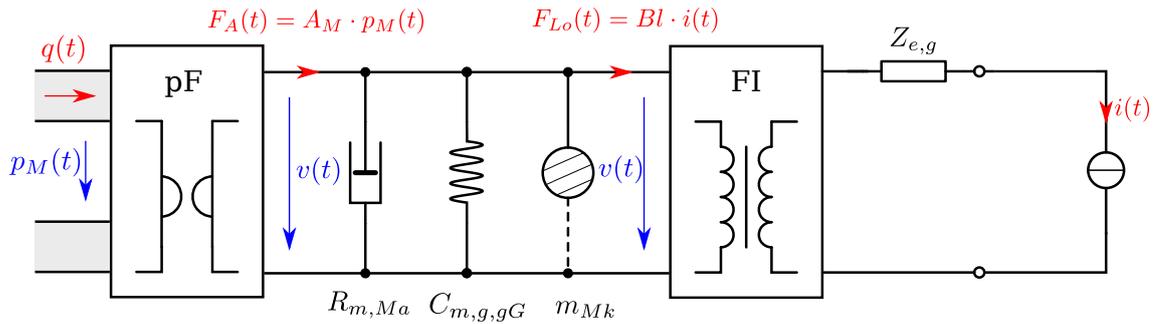


Abbildung 1.4: Ersatzschaltbild des elektroakustischen Absorbers mit spannungsgesteuerter Stromquelle (Howland-Current-Pump [4])

$$A_M \cdot p_M(t) = m_{Mk} \frac{dv(t)}{dt} + Bl \cdot i(t) + R_{m,Ma} \cdot v(t) + \frac{1}{C_{m,g,gG}} \cdot \int v(t) dt \quad (1.1)$$

Auf die Gleichung 1.1 wird die Laplace-Transformation angewendet. Zur besseren Übersicht werden die mechanischen Komponenten in eine mechanische Gesamtimpedanz $Z_{m,g}(s)$ zusammengefasst.

$$A_M \cdot P_M(s) = V(s) \cdot \left(R_{m,Ma} + s \cdot m_{Mk} + \frac{1}{s \cdot C_{m,g,gG}} \right) + Bl \cdot I(s) \quad (1.2)$$

$$Z_{m,g}(s) = R_{m,Ma} + s \cdot m_{Mk} + \frac{1}{s \cdot C_{m,g,gG}} \quad [\text{Ns/m}] \quad (1.3)$$

$$A_M \cdot P_M(s) = Z_{m,g}(s) \cdot V(s) + Bl \cdot I(s) \quad (1.4)$$

Als nächstes wird die Wandimpedanz $Z_W(s)$ des Absorbers definiert.

$$Z_W(s) = \frac{P_M(s)}{V_M(s)} \quad [\text{Ns/m}^3] \quad (1.5)$$

$$V(s) = V_M(s) = \frac{P_M(s)}{Z_W(s)} \quad (1.6)$$

Die Schnelle der Luft an der Membran $V_M(s)$ kann sich nur dann ausprägen, wenn die Membran in Bewegung ist. Daher wird die Schnelle der Membran $V(s)$ der Schnelle der Luft $V_M(s)$ gleichgesetzt (Gleichung 1.6). Durch Einsetzen der Wandimpedanz $Z_W(s)$ in die Gleichung 1.4 wird nun die Übertragungsfunktion $G(s)$ berechnet. Man muss sich nur noch entscheiden, ob die Schallschnelle $V_M(s)$ oder der Schalldruck $P_M(s)$ die Eingangsgröße sein soll. Hier wird anhand der praktischen Anwendbarkeit entschieden. Da Druckmikrofone stärker verbreitet und günstiger sind als Schnellesensoren [5], wird somit die Übertragungsfunktion $G(s)$ wie folgt aufgestellt:

$$A_M \cdot P_M(s) = Z_{m,g}(s) \cdot \frac{P_M(s)}{Z_W(s)} + Bl \cdot I(s) \quad (1.7)$$

$$P_M(s) \cdot \left[A_M - \frac{Z_{m,g}(s)}{Z_W(s)} \right] = Bl \cdot I(s) \quad (1.8)$$

$$\frac{I(s)}{P_M(s)} = \frac{A_M - \frac{Z_{m,g}(s)}{Z_W(s)}}{Bl} \quad (1.9)$$

$$\boxed{G(s) = \frac{I(s)}{P_M(s)} = \frac{A_M \cdot Z_W(s) - Z_{m,g}(s)}{Bl \cdot Z_W(s)}} \quad (1.10)$$

Aus dieser Übertragungsfunktion kann auch die Wandimpedanz des Absorbers $Z_W(s)$ und der Absorptionsgrad $\alpha(s)$ berechnet werden.

$$Z_W(s) = \frac{Z_{m,g}(s)}{A_M - G(s) \cdot Bl} \quad (1.11)$$

$$\alpha(s) = 1 - \left| \frac{Z_W(s) - Z_0}{Z_W(s) + Z_0} \right|^2 \quad (1.12)$$

Neben dem Absorptionsgrad ist auch die Positionierung des Absorbers für eine optimale Raummodendämpfung essenziell. Die stehenden Wellen haben an den Raumflächen ihr Druckmaximum. Deswegen soll der Absorber in der Ecke positioniert werden, da sich dort die meisten Modenmaxima befinden und somit die Dämpfung dieser maximiert wird.

Die Übertragungsfunktion $G(s)$ beschreibt nun sowohl das Lautsprechersystem, als auch die Steuerkette (Abbildung 1.2, Gleichung 1.10 und 1.16). Was die beiden Systeme allerdings voneinander unterscheidet, ist das Einstellen der gewünschten Wandimpedanz anhand von Parametern bei der Steuerkette. Am Ende der Steuerkette wird der Strom durch den Lautsprecher so gesteuert, dass sich die Schnelle der Membran der gewünschten Wandimpedanz entsprechend ändert (Gleichung 1.6). Diese gewünschte Wandimpedanz (Gleichung 1.13) wird im nächsten Unterkapitel 1.3 in Bezug auf die Bandbreite des Absorbers behandelt.

1.3 Berechnung der Bandbreite B

Wegen der Anpassung an die Schallkennimpedanz wird für eine optimale Absorption ein Phasenunterschied von null Grad zwischen Schalldruck und Schallschnelle benötigt. Entspricht die Wandimpedanz $Z_W(s)$ dieser Bestimmung, so ist diese rein reell. Da die mechanische Impedanz $Z_{m,g}(s)$ allerdings komplex ist, tritt dieser Fall ohne Steuerung nur bei Resonanz des mechanischen Parallelschwingkreises ein.

Nun wird die gewünschte Wandimpedanz, sprich die Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ definiert. Diese setzt sich aus der Impedanz der mechanischen Masse der Membrankonstruktion m_{Mk} , der Impedanz der gesamten mechanischen Nachgiebigkeit des Lautsprechersystems $C_{m,g,gG}$ und einem Zielwiderstand $R_{W,Z}$ zusammen. Dieser Zielwiderstand ist reellwertig und vom Raum abhängig (Raumgeometrie, Positionierung des Absorbers, Absorberfläche) [6]. Er wird im Vorhinein festgelegt und entspricht der Schallkennimpedanz Z_0 multipliziert mit einem Faktor und befindet sich bei optimaler Absorption in der Größenordnung $0,1 \cdot Z_0 \leq R_{W,Z} \leq Z_0$.¹ Bei der grundlegenden Betrachtung des Absorbers und bei der Messung im Messrohr ist dieser Faktor 1. Zusätzlich werden zwei Koeffizienten μ_1 und μ_2 eingeführt, welche den Imaginärteil der Impedanz $Z_{W,Z}(s)$ und somit auch die Güte des Parallelschwingkreises verkleinern können (Gleichung 1.13). Dadurch wird die Bandbreite des Absorbers erhöht. Es besteht auch die Möglichkeit die Resonanzfrequenz der Impedanz zu verschieben, indem man für die Koeffizienten der Masse und der Nachgiebigkeit unterschiedliche Werte verwendet. Bei $\mu_1 = \mu_2$ hat die Ziel-Wandimpedanz die selbe Resonanzfrequenz wie der mechanische Parallelschwingkreis in Gleichung 1.3.

$$Z_{W,Z}(s) = \mu_1 \cdot \frac{s \cdot m_{Mk}}{A_M} + R_{W,Z} + \frac{\mu_2}{s \cdot A_M C_{m,g,gG}} \quad [\text{Ns/m}^3] \quad (1.13)$$

$$0 < \mu_1 \leq 1, \quad 0 < \mu_2 \leq 1$$

Die gewünschte Zielimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ wird im Controller festgelegt und entspricht einem Parallelschwingkreis mit einer Resonanzfrequenz f_0 . Damit steht die Übertragungsfunktion der Steuerkette $G(s)$ (Gleichung 1.16) fest.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{m_{Mk} \cdot C_{m,g,gG} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_2}}} \quad (1.14)$$

$$Z_W(s) = Z_{W,Z}(s) \quad (1.15)$$

$$G(s) = \frac{A_M \cdot Z_{W,Z}(s) - Z_{m,g}(s)}{Bl \cdot Z_{W,Z}(s)} \quad (1.16)$$

¹ Dieser Faktor wird benötigt, da die effektive akustische Impedanz $Z_{eff}(s)$ von der Absorberimpedanz $Z_W(s)$ abweichen kann. Wird der Absorber in einem Rohr betrieben, bei dem die Membranfläche A_M kleiner als der Rohrquerschnitt S ist und ihn eine schallharte Wand umgibt, so liegt es nahe, dass der Schalldruck gleichmäßig auf das Rohrende wirkt. Das ist bei der Schnelle nicht der Fall. So entspricht die Schallschnelle nur an der Membran der Membranschnelle und an der restlichen Fläche ist diese null. Durch diese Inhomogenität weicht die effektive Impedanz $Z_{eff}(s)$ von der Absorberimpedanz $Z_W(s)$ ab. Unter Berücksichtigung des Volumenstromes und bei $A_M \simeq S$ kann die effektive Impedanz $Z_{eff}(s) = S/A_M \cdot Z_W(s)$ angenähert werden. Ist die Membranfläche allerdings viel kleiner als die umgebende Fläche, wie es in Raumanwendungen der Fall ist, so ist diese Näherung nicht mehr zulässig. Mit der *Finite Element Method* kann die optimale Wandimpedanz für einzelne Raummoden eines bekannten Raumes berechnet werden. Für die Berechnung benötigt man die Raummaße, die Absorberfläche und die Absorberpositionierung [6]. Beim Konfigurieren des Controller muss der gewünschte Zielwiderstand anhand der optimalen Impedanzen der stärksten Raummoden abgewägt werden.

Setzt man die Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ auf die mechanische Impedanz des Lautsprechers $Z_{m,g}(s)$ in der Schallfeld-Domäne, so wird die Übertragungsfunktion $G(s) = 0$ (Gleichung 1.10). Dies entspricht einem Leerlauf an den Lautsprecherklemmen, $i(t) = 0$.

$$Z_{W,Z}(s) = \frac{Z_{m,g}(s)}{A_M} \quad [\text{Ns/m}^3] \quad \iff \quad G(s) = 0 \quad (1.17)$$

Für die Berechnung der Bandbreite B wird nun der Imaginärteil benötigt. Um die Gleichungen einfach zu halten, wird mit dem Blindwiderstand bei Resonanz X_0 gerechnet [7].

$$X_m(f) = \frac{2\pi f \cdot \mu_1 \cdot m_{Mk}}{A_M} = \frac{2\pi f_0 \cdot \mu_1 \cdot m_{Mk}}{A_M} \cdot \frac{f}{f_0} = X_0 \cdot \frac{f}{f_0} \quad (1.18)$$

$$X_C(f) = -\frac{\mu_2}{2\pi f \cdot A_M C_{m,g,gG}} = -\frac{\mu_2}{2\pi f_0 \cdot A_M C_{m,g,gG}} \cdot \frac{f_0}{f} = -X_0 \cdot \frac{f_0}{f} \quad (1.19)$$

$$\text{Im}\{Z_{W,Z}(f)\} = X(f) = X_m(f) + X_C(f) = X_0 \cdot \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) \quad (1.20)$$

Für gewöhnlich legt man die Grenzfrequenz bei -3 dB fest. Da der Absorptionsgrad in dB ein leistungsbezogenes Maß ist, würde so die Grenzfrequenz bei einem Absorptionsgrad α von 0, 5 liegen. Mit der Begründung, dass die Bandbreite die effektiv gedämpften Frequenzen beinhaltet, wird der Absorptionsgrad der Grenzfrequenz auf $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$ erhöht. So erhält man die Bandbreite zwischen den $-1, 5$ dB Grenzen. Nun werden die beiden Grenzfrequenzen f_1 und f_2 mit diesem α berechnet (Gleichung 1.12).

$$\alpha(f_{1,2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} = 1 - \frac{(R_{W,Z} - Z_0)^2 + X^2(f_{1,2})}{(R_{W,Z} + Z_0)^2 + X^2(f_{1,2})} \quad (1.21)$$

$$\frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2}} = \frac{(R_{W,Z} - Z_0)^2 + X^2(f_{1,2})}{(R_{W,Z} + Z_0)^2 + X^2(f_{1,2})} \quad (1.22)$$

$$\frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2}} \cdot [(R_{W,Z} + Z_0)^2 + X^2(f_{1,2})] = (R_{W,Z} - Z_0)^2 + X^2(f_{1,2}) \quad (1.23)$$

$$X^2(f_{1,2}) \cdot \underbrace{\left[1 - \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2}} \right]}_{=\frac{1}{\sqrt{2}}} = \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2}} \cdot (R_{W,Z} + Z_0)^2 - (R_{W,Z} - Z_0)^2 \quad (1.24)$$

$$X^2(f_{1,2}) = (\sqrt{2} - 1)(R_{W,Z} + Z_0)^2 - (R_{W,Z} - Z_0)^2 \cdot \sqrt{2} \quad (1.25)$$

Nun wird für den Blindwiderstand $X(f)$ der Blindwiderstand bei Resonanz X_0 aus der Gleichung 1.20 eingesetzt. Der Resonanzblindwiderstand X_0 wird anhand der Gleichung 1.18 berechnet.

$$\left[X_0 \cdot \left(\frac{f_{1,2}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{1,2}} \right) \right]^2 = \left[\frac{2\pi\mu_1 \cdot m_{Mk}}{A_M} \left(f_{1,2} - \frac{f_0^2}{f_{1,2}} \right) \right]^2 = \quad (1.26)$$

$$= (\sqrt{2} - 1)(R_{W,Z} + Z_0)^2 - (R_{W,Z} - Z_0)^2 \cdot \sqrt{2}$$

$$\frac{2\pi\mu_1 \cdot m_{Mk}}{A_M} \left(f_{1,2} - \frac{f_0^2}{f_{1,2}} \right) = \sqrt{(\sqrt{2} - 1)(R_{W,Z} + Z_0)^2 - (R_{W,Z} - Z_0)^2 \cdot \sqrt{2}} \quad (1.27)$$

Die Gleichung 1.27 wird nun auf die Form einer quadratischen Gleichung gebracht und gelöst.

$$f_{1,2}^2 - f_{1,2} \cdot \underbrace{\frac{A_M}{2\pi\mu_1 \cdot m_{Mk}} \cdot \sqrt{(\sqrt{2} - 1)(R_{W,Z} + Z_0)^2 - (R_{W,Z} - Z_0)^2 \cdot \sqrt{2}}}_{=a} - \underbrace{f_0^2}_{=b} = 0 \quad (1.28)$$

$$f_{1,2} = \left| \frac{a \mp \sqrt{a^2 + 4b}}{2} \right| \quad (1.29)$$

Die Frequenzen $f_{1,2}$ entsprechen nun der unteren und der oberen Grenzfrequenz¹. Die Bandbreite B ergibt sich aus deren Differenz.

$$B = \Delta f = f_2 - f_1 \quad (1.30) \quad \alpha_{max} = \alpha(f_0) = 1 - \frac{(R_{W,Z} - Z_0)^2}{(R_{W,Z} + Z_0)^2} \quad (1.31)$$

Mit der Bandbreite B hat man nun den wirksamen Bereich des Absorbers bestimmt. Im folgenden Kapitel 1.4 wird anhand der nun diskutierten Berechnungen der in [2] vermessene aktive elektroakustische Absorber berechnet und mit den Messdaten verglichen. Es wird ersichtlich, dass der hier beschriebene Absorber in einem Messrohr bis 500 Hz einen Absorptionsgrad von $\alpha \geq 0,7$ erreicht.

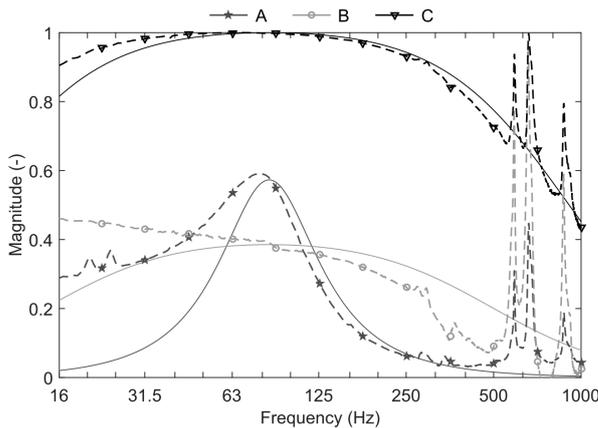


Abbildung 1.5: Absorptionsgrad:
gemessen - strichlierte Linie,
simuliert - durchgezogene Linie,
A - Lautsprecher im Leerlauf,
B und C mit Steuerung. [2]

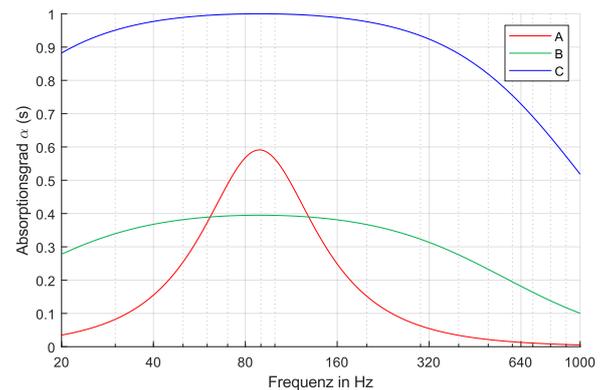


Abbildung 1.6: Matlabsimulation des Absorptionsgrades:
A - Lautsprecher im Leerlauf,
B und C mit Steuerung

¹ Bei der Berechnung der Grenzfrequenzen entspricht das Ergebnis (Gleichung 1.29) dem Betrag der Lösung der quadratischen Gleichung 1.28. Das resultiert daraus, dass in den Rechenschritten die ursprüngliche Gleichung vierten Grades (Gleichung 1.26) auf eine Gleichung zweiten Grades (Gleichung 1.27) reduziert wird. Die Funktion des Absorptionsgrades ist achsensymmetrisch und somit der Betrag der Lösung zulässig.

1.4 Experimentelle Validierung im Messrohr

Die hier behandelte Messung [2] erfolgte nach dem Standard ISO 10534-2 [8]. Im vermessenen Absorber wurde der Lautsprecher Peerless SDS-P830657 verbaut. Die wichtigen Parameter sind in Tabelle 1.1 aufgeführt. Das geschlossene Gehäuse des Absorbers hat ein Volumen von zehn Litern. Bei der Berechnung wurde von einer Temperatur von 294 K ausgegangen ($\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$, $c = 344 \text{ m/s}$).

Parameter	Kürzel	Wert	Einheit
Membranfläche	A_M	141	cm^2
Masse der Membrankonstruktion	m_{Mk}	12	g
Reibwiderstand der Membranaufhängung	$R_{m,Ma}$	1,28	Ns/m
Mechanische Nachgiebigkeit inklusive Gehäusevolumen von 10 l	$C_{m,g,gG}$	268	$\mu\text{m/N}$
Kraftfaktor	Bl	6	N/A

Tabelle 1.1: Parameter des Lautsprechers Peerless SDS-P830657

Zunächst wird anhand der zur Verfügung stehenden Parameter die Resonanzfrequenz f_0 mit Gleichung 1.14 berechnet.

$$f_0 = 89 \text{ Hz} \quad (1.32)$$

Es wurden drei Messungen mit unterschiedlichen Ziel-Wandimpedanzen $Z_{W,Z}(s)$ aus Gleichung 1.13 durchgeführt. Dies geschieht durch eine Änderung des reellen Zielwiderstandes $R_{W,Z}$ und des Koeffizienten $\mu = \mu_1 = \mu_2$ in der Übertragungsfunktion der Steuerkette. Die Werte sind in Tabelle 1.2 ersichtlich. Dabei entspricht der Zielwiderstand der Messung A dem in die Schallfeld-Domäne transformierten mechanischen Reibwiderstand der Membranaufhängung. Da zusätzlich bei dieser Messung der Koeffizient μ eins beträgt, entspricht dies einem Leerlauf an den Lautsprecherklemmen [$G(s) = 0$, Gleichung 1.17]. So kann im Vergleich die Auswirkung der Steuerung betrachtet werden. In der Messung B wurde anhand μ der Imaginärteil der Wandimpedanz der Membran bereits verringert. Der Zielwiderstand $R_{W,Z}$ entspricht in Messung B einem Bruchteil von Z_0 (Fehlanpassung) und in Messung C Z_0 .

Messungsbezeichnung	μ	$R_{W,Z} \text{ (Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}\text{)}$
A	1	$R_{m,Ma}/A_M = 90,8$
B	0,15	$Z_0/8 = 51,6$
C	0,15	$Z_0 = 412,8$

Tabelle 1.2: Parameter der Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ der einzelnen Messungen A, B und C

Mit der Resonanzfrequenz und den Parametern der Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ aus Tabelle 1.2 kann nun die obere und untere Grenzfrequenz bzw. die Bandbreite berechnet werden (Gleichungen 1.28 bis 1.30). Die Ergebnisse sind in Tabelle 1.3 aufgelistet.

Bei der Berechnung von C beträgt der Absorptionsgrad bei der unteren Hörschwelle $\alpha(f = 20\text{Hz}) = 0,88$. Die Bandbreite B reicht, obwohl die untere Grenzfrequenz f_1 bei 12 Hz liegt, von der unteren Hörschwelle bis zur oberen Grenzfrequenz f_2 . Der Absorber ist somit theoretisch für fünf Oktaven effektiv. Bei Fehlanpassung (Messung B) wurde nur ein sehr schlechter Absorptionsgrad erreicht. Ohne Steuerung (Messung A) bleibt die Bandbreite sehr schmal und der Absorptionsgrad übersteigt den Wert von 0,6 nicht.

Messungsbezeichnung	f_1 (Hz)	f_2 (Hz)	B (Hz)	α_{max}
A	64	125	61	0,59
B	20	394	374	0,40
C	12	675	655	1,00

Tabelle 1.3: Berechnete Grenzfrequenzen f_1 und f_2 bei $\alpha = -1,5$ dB mit dazugehöriger Bandbreite B und maximaler Absorptionsgrad bei Resonanz α_{max}

Die Messung im Messrohr [2] erfolgte, wie gesagt, nach dem Standard ISO 10534-2 [8]. Als Erregersignal wurde ein Rosa-Rauschen mit einer Bandbreite von 2 Hz bis 20 kHz verwendet. Die Länge L des Messrohres betrug 1,97m und der Innendurchmesser $d = 15$ cm. Diese Abmessungen bestimmen die untere Grenzfrequenz $f_{u,eW}$ und die obere Grenzfrequenz $f_{o,eW}$ der ebenen Wellenausbreitung im Messrohr [9] (Gleichung 1.33).

Das Mikrofon des Absorbers war 1 cm von der Membran entfernt an der Rohrrinnenwand montiert. Der gemessene Schalldruck wurde dann digitalisiert und vom Controller verarbeitet. Anschließend erfolgte die Weitergabe einer analogen Steuerspannung über den DAC an die OP-Schaltung, welche den Strom durch den Lautsprecher steuerte. Die Mikrofone zur Absorptionsgradbestimmung maßen die Schalldrücke $p_1(t)$, $p_2(t)$ und $p_3(t)$. Die Messpositionen waren 1,02 m, 1,51 m und 1,62 m von der Schallquelle entfernt. Die Messsignale wurden vom FFT-Analysator eingelesen und der Absorptionsgrad mittels *Transfer Function Method* berechnet.

$$f_{u,eW} = \frac{c}{4L} = 44 \text{ Hz} \qquad f_{o,eW} = \frac{c}{2d} = 1147 \text{ Hz} \qquad (1.33)$$

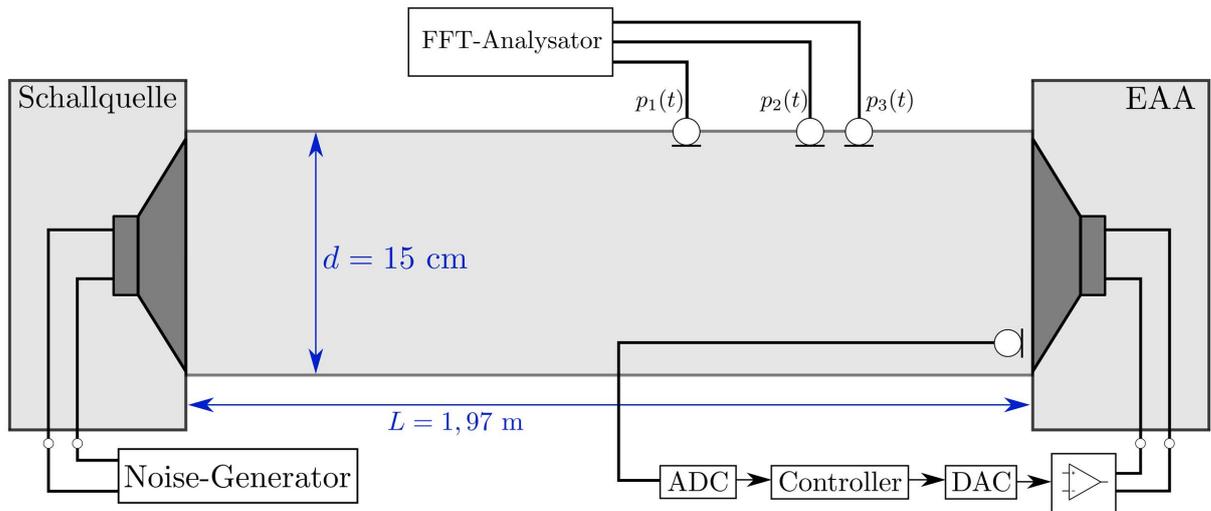


Abbildung 1.7: Messaufbau der Absorptionsgradmessung des elektroakustischen Absorbers (EAA)

In der Abbildung 1.5 sind nun die gemessenen (strichliert) und simulierten (durchgezogen) Absorptionsgrade über der Frequenz aufgetragen. Betrachtet wird der Frequenzbereich von 16 Hz bis 1000 Hz. Zu erkennen ist, dass der gemessene Absorptionsgrad unter der Resonanzfrequenz den simulierten Wert sogar übersteigt. Die Unterschiede der Messung und der Simulation sind auf das nicht perfekte Simulationsmodell zurückzuführen. Die Frequenzgänge des Mikrofons und der OP-Schaltung wurden bei der Messung in die Steuerkette miteinbezogen. Die Spitzen oberhalb von 500 Hz stellen die ersten Moden des EAA-Gehäuses dar.

Die Messung im Messrohr zeigt, dass ein impedanzangepasster Lautsprecher somit sehr gut im Tieffrequenten bis 500 Hz absorbiert. Ein effektiv gedämpfter Frequenzbereich von viereinhalb Oktaven ist ein gutes Ergebnis.

In der Abbildung 1.8 ist der Absorptionsgrad $\alpha(s)$ und in den Abbildungen 1.9 und 1.10 die Bode-Diagramme der Übertragungsfunktion $G(s)$ und der Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ dargestellt. Der akustische Ziel-Widerstand $R_{W,Z}$ beträgt bei diesen drei Abbildungen immer Z_0 . Die Funktionen werden mit unterschiedlichen Koeffizienten μ berechnet. Der Koeffizient μ ist nicht beliebig reduzierbar, weil sich die reaktiven Größen des mechanischen Lautsprechersystems nicht völlig ausgleichen lassen. Die Reduktion des Koeffizienten ist durch die Stabilität der Steuerkette begrenzt [2]. Bei der Reduktion von μ steigen die Absolutwerte der Übertragungsfunktion $G(s)$. So wird bei gleichem eintreffenden Schalldruck $p_M(t)$ ein größerer Strom $i(t)$ benötigt (Abbildung 1.9). Da die Modellierung des Lautsprechers nicht all seine Charakteristiken, wie zum Beispiel das modale Verhalten der Membran miteinbezieht, beschreibt das Absorbermodell nur näherungsweise das reale System und dessen Stabilität.

Durch Multiplikation der Übertragungsfunktionswerte $G(s)$ in Abbildung 1.9 mit dem einfallenden Schalldruck $p_M(t)$ in Pascal, erhält man den benötigten Strom $i(t)$. Anhand des Wirkwiderstandes R der Schwingspule kann so die Leistung am Lautsprecher $P(t) = i^2(t) \cdot R$ berechnet werden. Diese befindet sich bei Schallpegeln unter 114 dB im Mikro- bis Milliwattbereich. Mit dieser Leistung ist keine in Relation zum einfallenden Schall nennenswerte Schallabstrahlung möglich. Somit erzeugt der Absorber selbst keine Störgeräusche.

Bei $\mu \leq 1/8$ gewinnt man nur noch wenig an Bandbreite. Da im niederfrequenten Bereich der Absorptionsgrad bereits über 0,9 liegt und die Bandbreite im höheren Bereich ($f \geq 400$ Hz) nicht so wichtig ist, weil in den meisten Räumen die Schröderfrequenz weit darunter liegt, ist eine weitere Reduktion auch nicht notwendig (Abbildung 1.8).

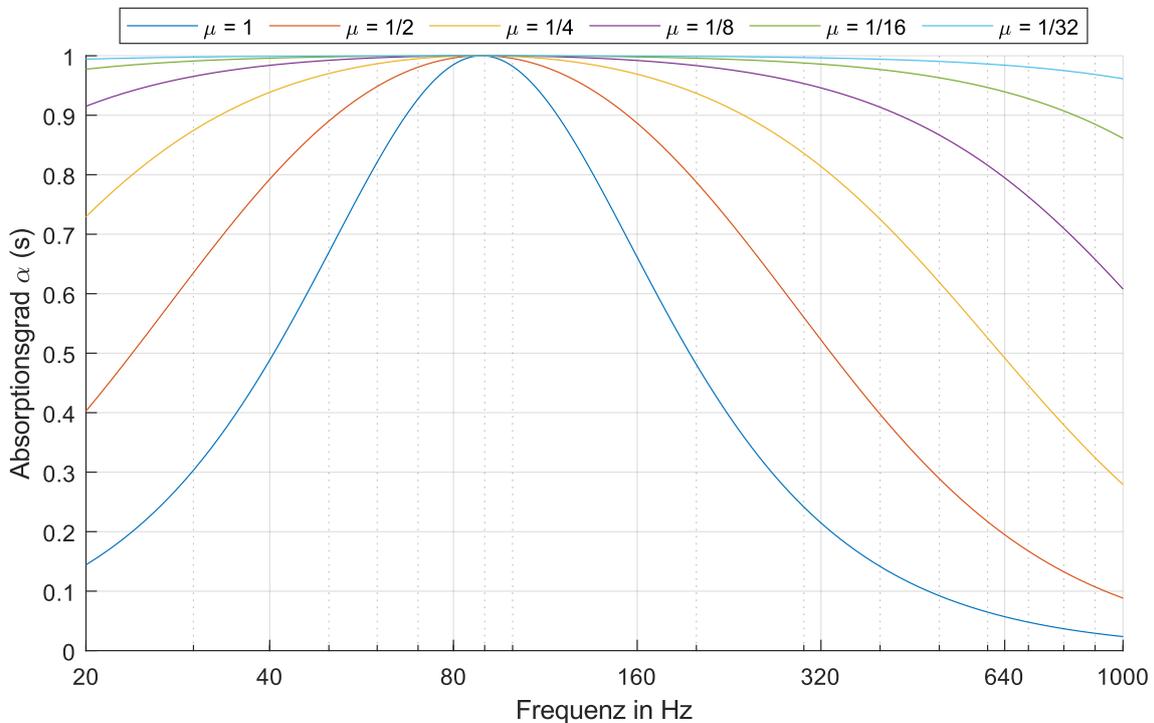


Abbildung 1.8: Simulierter Absorptionsgrad des elektroakustischen Absorbers mit unterschiedlichen Koeffizienten μ , $R_{W,Z} = Z_0$

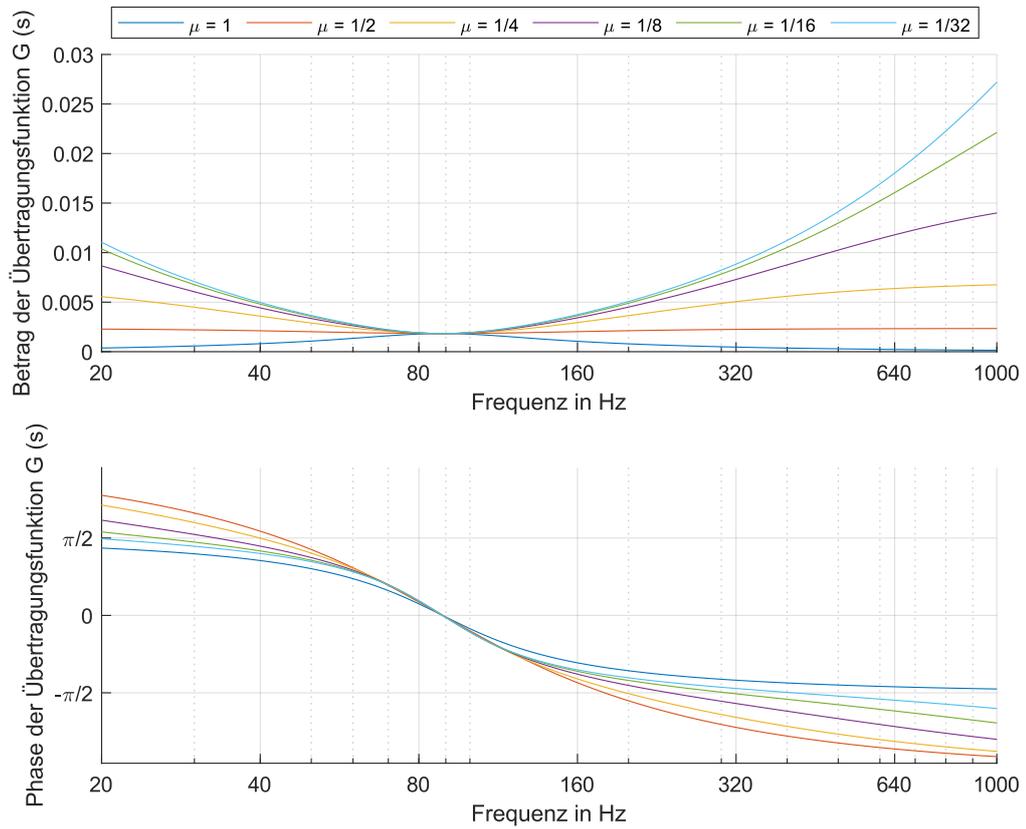


Abbildung 1.9: Bode-Diagramm der Übertragungsfunktion $G(s)$ der Steuerkette mit unterschiedlichen Koeffizienten μ , $R_{W,Z} = Z_0$

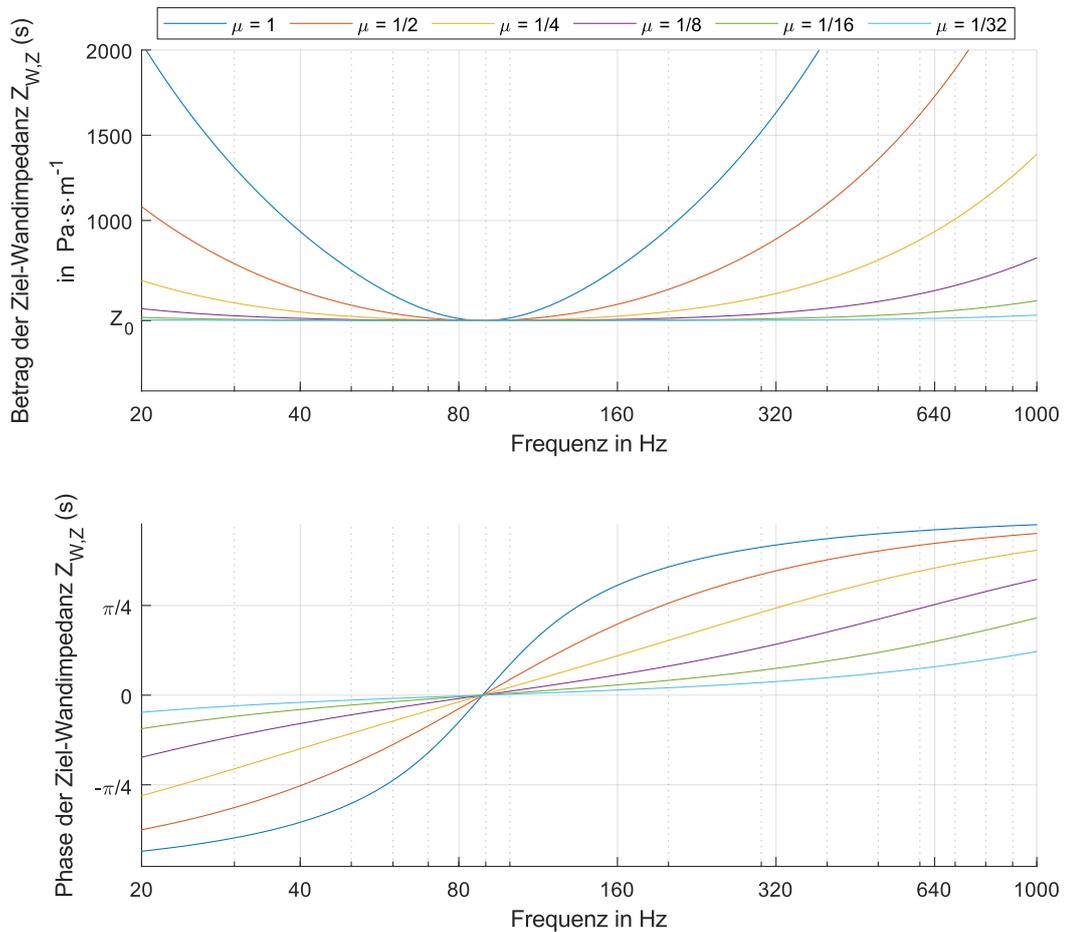


Abbildung 1.10: Bode-Diagramm der Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}$ mit unterschiedlichen Koeffizienten μ , $R_{W,Z} = Z_0 = 412,8 \text{ Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$

2

Anwendung des Absorbers zur Raummodendämpfung

2.1 Elektroakustischer Absorber in Hörräumen

Anhand eines experimentellen Aufbaus wurde festgestellt, ob der Absorber auch in Hörräumen zufriedenstellende Ergebnisse erzielt. Die behandelte Messung wurde im Paper [10] dokumentiert und wird hier beschrieben und diskutiert.

2.1.1 Messaufbau

Es wurden vier baugleiche Prototypen des aktiven elektroakustischen Absorbers gefertigt. In jedem dieser Prototypen waren vier Peerless SDS-P830657 Lautsprecher verbaut, jeweils zwei auf benachbarten Seiten des geschlossenen Holzgehäuses (30 cm x 30 cm x 62 cm). Jeder Lautsprecher verfügte über ein eigenes abgeschlossenes Gehäusevolumen von 10 Litern. An der Kante dieser beiden Seitenflächen wurde ein Mikrofon zwischen den Lautsprechern montiert (Abbildung 2.1). Die Absorberfläche im Raum summierte sich somit auf die 16-fache Membranfläche und betrug $0,24 \text{ m}^2$.

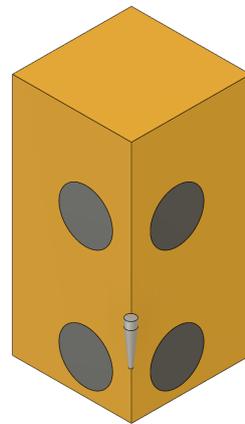


Abbildung 2.1: Skizze des Prototyps

Es wurden Messungen in zwei Hörräumen durchgeführt. Der kleine Raum ist ein Heimkino mit zwei Reihen aus je drei Sitzen, wobei die zweite Reihe erhöht ist (Abbildung 2.2). Die Raumlänge beträgt 5,33 m, die Raumbreite 3,36 m und die Raumhöhe 2,13 m. Dies entspricht einem Raumvolumen von ca. 38 m^3 . Bei dem großen Raum handelt es sich um einen Hörraum mit Doppelboden und abgehängter Decke (Abbildung 2.3). Die Raummaße betragen 7,87 m x 6,38 m x 3,48 m. Damit ergibt sich ein Raumvolumen von 175 m^3 . Die Absorber wurden in den Ecken positioniert. Im kleinen Raum wurden aufgrund der Einrichtung jeweils zwei der Absorber gestapelt in den hinteren Raumecken aufgestellt. Beide der Räume erfüllen die Standards ITU-R BS.116-3 [11] und IEC.60268-13 [12].

Die Übertragungsfunktion $G(s)$ der Steuerkette wurde auf den größeren Raum abgestimmt. Dabei wurde die optimale Wandimpedanz der Absorber mittels *Finite-Elemente-Methode* ermittelt [6]. Die optimale Impedanz ist abhängig von der Raumform, den bereits vorhandenen akustischen Elementen und der Positionierung der Absorber. Die Zielimpedanz des elektroakustischen Absorbers soll im großen Hörraum im relevanten Frequenzbereich bei einem Fünftel der Schallkennimpedanz Z_0 liegen, um bei den axialen Raummoden besonders gut zu dämpfen. Der Ausbreitungsvektor einer axialen Raummode verläuft parallel zu einer Raumkante. Die Resonanzüberhöhung dieser Moden ist stärker als bei tangentialen oder schrägen Raummoden. Bei der Messung im kleinen Raum wurde die selbe Controllerkonfiguration verwendet, um zu bestimmen, wie der Absorber ohne spezielle Raumanpassung arbeitet.

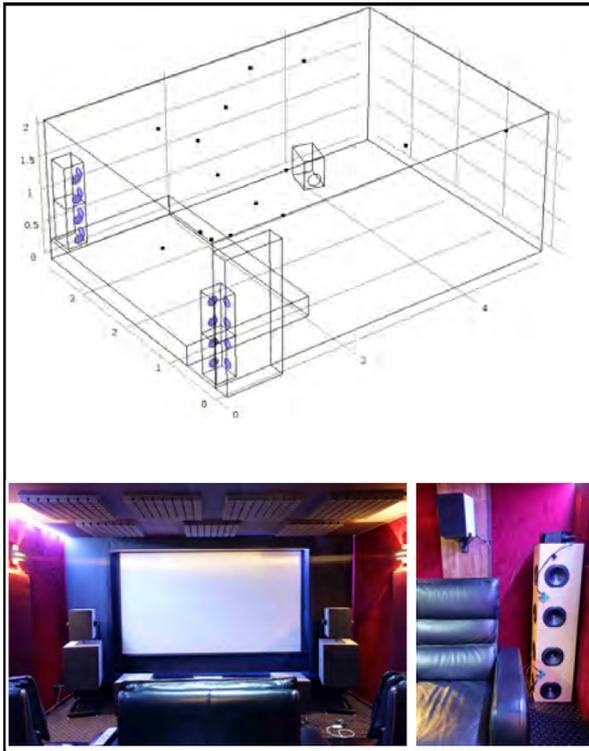


Abbildung 2.2: Messaufbau im kleinen Hörraum mit Absorber (blau), Schallquelle und Messpunkten (schwarz) [10]

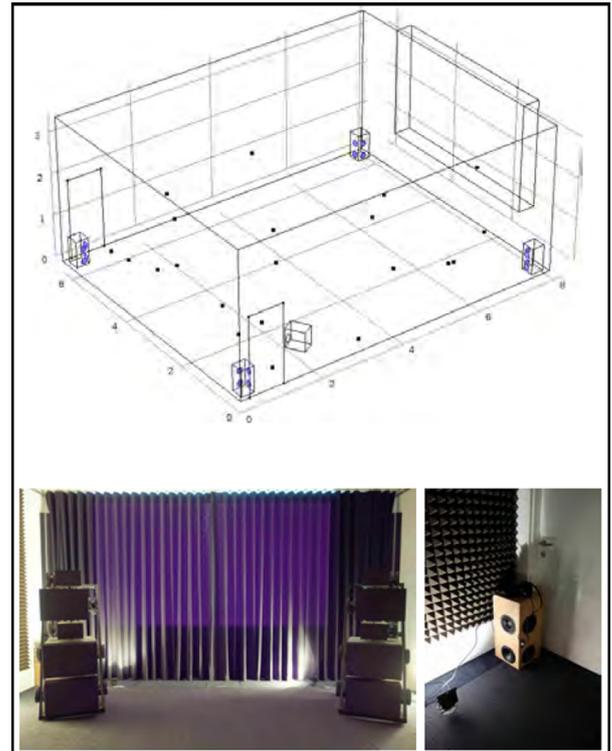


Abbildung 2.3: Messaufbau im großen Hörraum mit Absorber (blau), Schallquelle und Messpunkten (schwarz) [10]

Als Schallquelle diente ein Tieftöner, dessen Membranschnelle mit einem Laservibrometer gemessen wurde. Das Messsignal war ein rosa Rauschen. Der Schalldruck wurde im kleinen Raum an 15 und im großen Raum an 21 zufälligen Messpunkten gemessen. Für jede Schalldruckmessung wurde dann die Übertragungsfunktion von Membranschnelle (Schallquelle) zu Schalldruck (Mikrofon) in $\text{Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$ (Querimpedanz) berechnet. Anhand dieser Übertragungsfunktionen wurden mit der *global curve fitting technique based on rational fractions from multiple-point transfer function measurements* [13] die modalen Abklingzeiten $MT_{60,n}$ geschätzt. Diese Abklingzeiten geben die Zeit an, in der der Pegel der n-ten Raummode im jeweiligen Raum nach Abschalten der Schallquelle um 60 dB abfällt. Zusätzlich wurden Audiodateien von den Lautsprechersystemen der jeweiligen Räume abgespielt und an einer Zuhörerposition wieder aufgenommen. Dies wurde mit ein- und ausgeschalteten Absorbern durchgeführt.

2.1.2 Messergebnisse

Die Messergebnisse zeigen in den Übertragungsfunktionen der beiden Räume, dass es gelungen ist, die Dynamik des Schalldrucks zu verkleinern. Dies entspricht einem Ausgleichen der Moden. In den Abbildungen 2.4 und 2.5 sind die Übertragungsfunktionen von je einer Hörposition im kleinen und großen Raum bei ein- und ausgeschalteten elektroakustischen Absorbern (EA) dargestellt. Die Spitzen und Täler sind bei eingeschalteten Absorbern nicht mehr so stark ausgeprägt. Besonders gut ersichtlich ist das an den Minima der Funktionen etwas unter 60 Hz. Hier befand sich das Messmikrofon in der Nähe eines Wellenknötens einer Raummode. Durch die Absorber wurden derartige Extrema um bis zu 15 dB ausgeglichen.

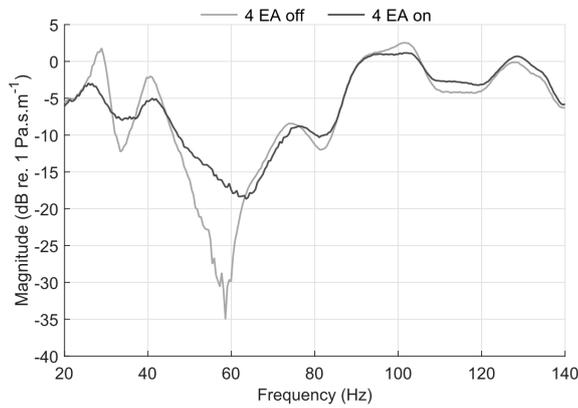


Abbildung 2.4: Übertragungsfunktion am Messpunkt des linken vorderen Sitzes auf Ohrhöhe im kleinen Raum [10]

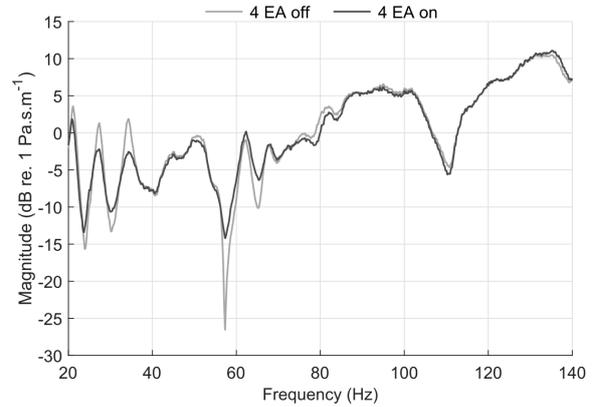


Abbildung 2.5: Übertragungsfunktion am Messpunkt einer Hörposition im großen Raum [10]

Die Messung der Audiodatei macht ersichtlich, wie stark sich die Wellenform des Originalsignals vom aufgenommenen unterscheidet. In Abbildung 2.6 ist der Einfluss der Absorber auf die Wellenform zu sehen. Die kleinere Amplitude des Signals bei aktivierten Absorbern zeigt, dass Schallenergie effektiv absorbiert wird.

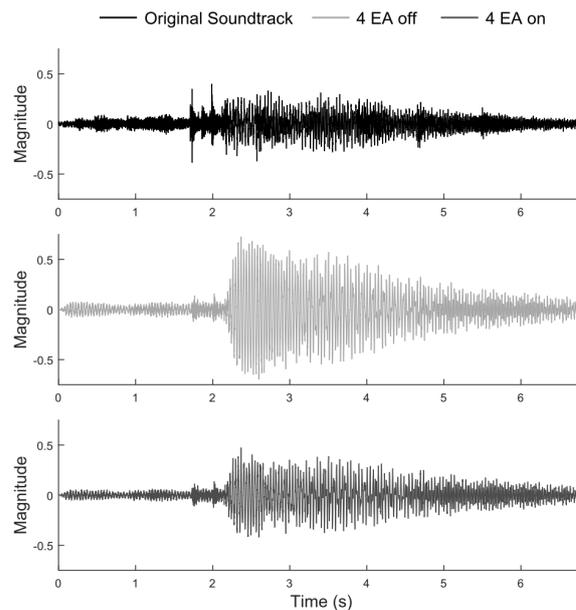


Abbildung 2.6: Wellenform der originalen und aufgenommenen Audiodatei im kleinen Raum [10]

In den Abbildungen 2.7 und 2.8 sind die modalen Abklingzeiten des kleinen und großen Raumes dargestellt. Zunächst wird auf die Messung im kleinen Raum eingegangen. Es ist zu sehen, dass sich die Abklingzeit bis auf ein Drittel (Abbildung 2.7; 55,6 Hz) reduzieren lässt. Bei vielen Moden ist allerdings kaum eine Verbesserung zu sehen. Die vier stärksten Moden (1, 2, 4 und 6) werden sehr gut gedämpft. Durch die Absorber fallen so die modalen Abklingzeiten aller Moden dieses Raumes unter 300 ms. Die durchschnittliche Abklingzeit aller Moden wurde von 296 ms auf 215 ms verbessert. Die Absorber verhinderten, dass eine einzelne Raummode sehr dominant ist.

Im großen Raum machen sich die Verbesserungen durch die Absorber größtenteils unter 60 Hz bemerkbar. Darüberliegende Moden werden kaum gedämpft. Die Abklingzeit der zweiten Mode konnte halbiert werden, aber die erste Mode blieb ungedämpft. Die durchschnittliche Verbesserung der Abklingzeiten der Moden unter 60 Hz betrug 300 ms, im Bereich darüber nur 50 ms. Der Durchschnitt aller Abklingzeiten betrug ohne Absorber 866 ms und konnte auf 696 ms reduziert werden.

Bei den Moden 8 und 10 des kleinen und den Moden 1, 12, 17, 19, 20 und 21 des großen Raumes wird laut den Messdaten die Abklingzeit durch den Absorber verlängert. Da eine derartige Abklingzeitänderung nicht in der Hallraummessung (Abschnitt 2.2, Abbildung 2.13) vorkommt, ist davon auszugehen, dass sie auf das Messverfahren zurückzuführen ist. In der Hallraummessung wurde die Abklingzeit direkt mit einem abgeschalteten Sinuston gemessen. Da der Absorber die Raummoden nicht nur dämpft sondern auch deren Frequenz um einige zehntel Hertz bis Hertz ändern kann, verschieben sich in solchen Fällen die Wellenknoten der jeweiligen Stehwelle. Wie genau diese Modifizierung der Raummoden durch die Absorber stattfindet, wurde nicht untersucht. Bei einer solchen Frequenzänderung kann es sein, dass der Wellenknoten einer Raummode mehr oder weniger weit vom Messmikrofon entfernt ist. Ist das Mikrofon somit weiter von den Wellenknoten entfernt, kann es bei kaum gedämpften Moden einen höheren Schalldruck messen als bei ausgeschalteten Absorbern. Dies resultiert in den Messergebnissen als eine Verlängerung der Abklingzeit.

Um ein besseres Messergebnis zu erzielen, müsste man mit mehreren Mikrofonen mit kleinem Abstand zueinander messen. So könnte eine derartige Verschiebung im Messergebnis abgebildet werden. Eine andere Möglichkeit wäre es, die Abklingzeiten direkt anhand von Einzeltonmessungen der Moden zu bestimmen.

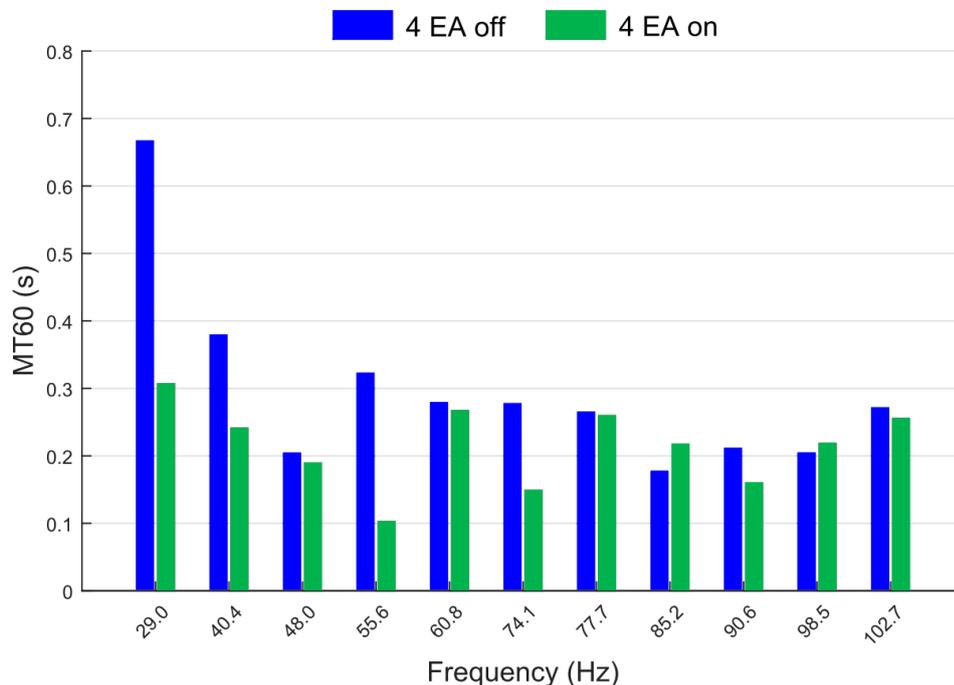


Abbildung 2.7: Modale Abklingzeiten bei ein- und ausgeschalteten Absorbern im kleinen Raum [10]

Die Modenauswahl erfolgte anhand der gemessenen Übertragungsfunktionen. Durch *curve fitting* wurden diese zu einer Funktion zusammengefasst und die Moden entsprechend der Spitzen und Täler der Kurve gewählt.

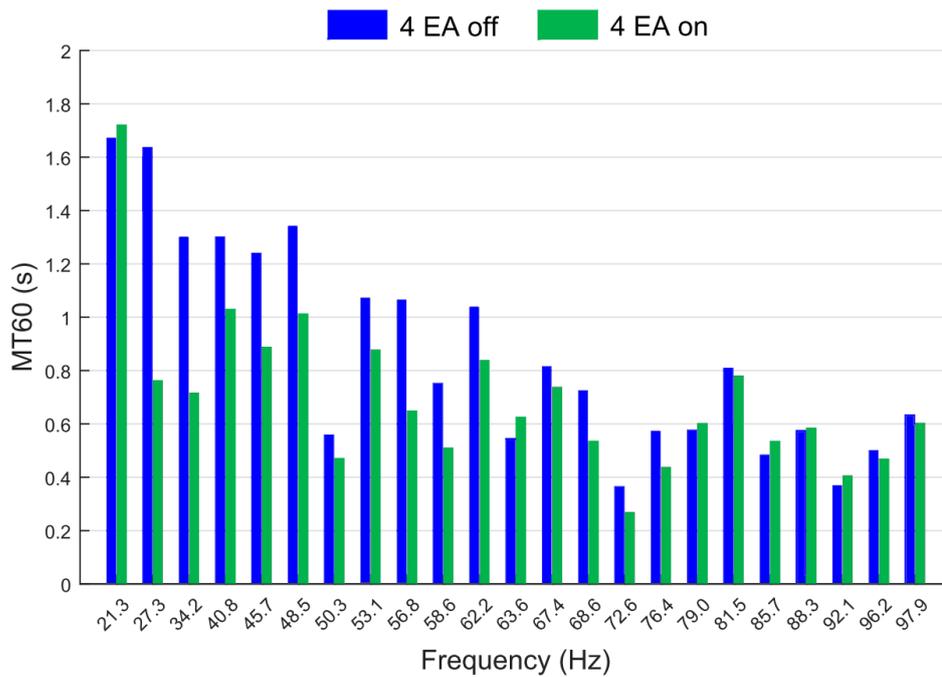


Abbildung 2.8: Modale Abklingzeiten bei ein- und ausgeschalteten Absorbern im großen Raum [10]

Vergleicht man nun noch die Verkleinerung der Abklingzeiten in Prozent (Tabelle 2.1), so könnte man sagen, dass die Absorber eine bessere Raumdämpfung im kleinen als im großen Hörraum erreicht haben. Das Ungewöhnliche dabei ist, dass die Übertragungsfunktion an den großen Raum angepasst wurde und nicht den kleinen. Das Volumen des großen Raumes ist viereinhalbmal so groß wie das des kleinen Raumes und in beiden Räumen wurde die selbe Anzahl von Absorbern und das selbe Parametersetup verwendet. Obwohl bei größeren Volumen niederfrequenter Raummoden auftauchen und prinzipiell eine größere Absorptionsfläche für den selben Effekt benötigt wird, konnte trotzdem eine ähnlich gute Raummodendämpfung erzielt werden. Im Vergleich ist auch die Abklingzeitverkleinerung im Hallraum aufgelistet. Diese Messung wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Abklingzeitverkleinerung	Kleiner Hörraum	Großer Hörraum	Hallraum
Minimal	1,85 %	3,70 %	18,89 %
Mittelwert	27,57 %	22,23 %	55,37 %
Maximal	69,23 %	53,05 %	84,44 %

Tabelle 2.1: Verkleinerung der Abklingzeit in Prozent in den verschiedenen Messräumen

2.2 Elektroakustischer Absorber im Hallraum

Es wurde mit den selben Absorberprototypen in einem Hallraum (Volumen: 216 m^3 , Oberfläche: 227 m^2) die Abklingzeit der Raummoden gemessen [14]. Der Raum verfügt über keine parallelen Oberflächen (Abbildung 2.9). Im entfalteten Plan sind die Ecken A bis H und die Mikrofonpositionen eingezeichnet.

2.2.1 Messaufbau

In den Messungen mit Absorbern wurden diese in den Ecken A bis D aufgestellt. Die gesamte Absorberfläche der vier Prototypen ($0,24 \text{ m}^2$) entspricht $0,1 \%$ der Raumbofläche. Der Zielwiderstand des Absorbers wurde anhand der *Finite Element Method* [6] ermittelt ($0,25 \cdot Z_0$). Da im Raum nur bei niedrigen Frequenzen gemessen wurde, wurden zusätzlich vier poröse Absorberpaneele mit einer gesamten Fläche von $12,8 \text{ m}^2$ an den Raumwänden aufgestellt. Diese dienten dazu, den Nachhall der mittleren und hohen Frequenzen zu reduzieren. Diese Absorber befanden sich bei jeder Messung im Raum.

Zunächst wurden die Raummoden über eine Messung mit bandbegrenztem weißem Rauschen (Bandbreite: $10\text{-}210 \text{ Hz}$) ermittelt. Als Schallquelle diente ein Subwoofer, der in der Nähe der Ecke B positioniert wurde. 83 cm über der Ecke B (ICP in Abbildung 2.9) wurde mit einem Mikrofon der Schalldruck gemessen. Diese Messung wurde zwei mal durchgeführt, mit und ohne elektroakustischen Absorbern im Raum.

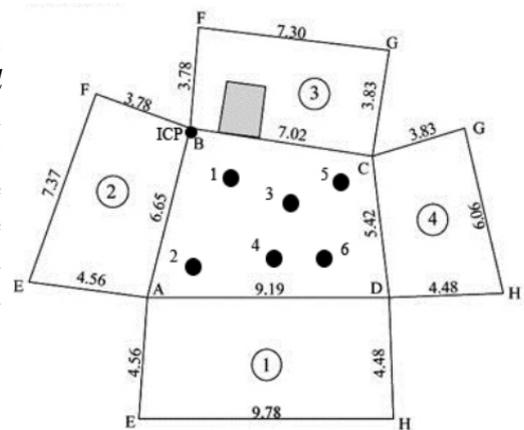


Abbildung 2.9: Entfalteter Plan des Hallraumes mit Mikrofonpositionen der Modenidentifikation ICP und der Schalldruckmessungen 1 bis 6, Tür in grau, Maße im Meter [14]

Anschließend an die Raummodenidentifikation wurden Messungen für die ersten 24 Raummoden mit abgeschaltetem Sinus durchgeführt. Es wurden die Raummoden für 20 Sekunden mit dem entsprechenden Sinus angeregt. Nach dem Abschalten wurde 20 weitere Sekunden lang gemessen. Dies wurde für jede Mode mit und ohne elektroakustischen Absorbern durchgeführt.

2.2.2 Messergebnisse

Anhand der Spitzen im Spektrum der ersten Messung können die einzelnen Raummoden identifiziert werden (Abbildung 2.10). Interessant ist, dass sich die beiden Raummoden 20 und 21 bei ausgeschalteten Absorbern, bei eingeschalteten Absorbern zu einer einzigen Mode (20) vereinen (Abbildung 2.10 und Tabelle 2.2).

Das erreichte SNR der Druckmessungen erlaubt es nur eine modale Abklingzeit MT_{20} (dreifache Zeit eines Ausklangs um 20 dB) zu bestimmen. Die Abklingzeiten wurden über die Mikrofone gemittelt. Die aufgenommenen Schalldrücke (Abbildung 2.11 und Abbildung 2.12) zeigen sehr schön, wie effektiv die Raummoden gedämpft werden. Die Abklingzeit MT_{20} der elften Raummode, die in diesen Abbildungen gezeigt wird, konnte von 20 auf 3 Sekunden reduziert werden. Alle Schalldruckpegel und Abklingzeiten dieser Messungen sind aus der Tabelle 2.2 zu entnehmen.

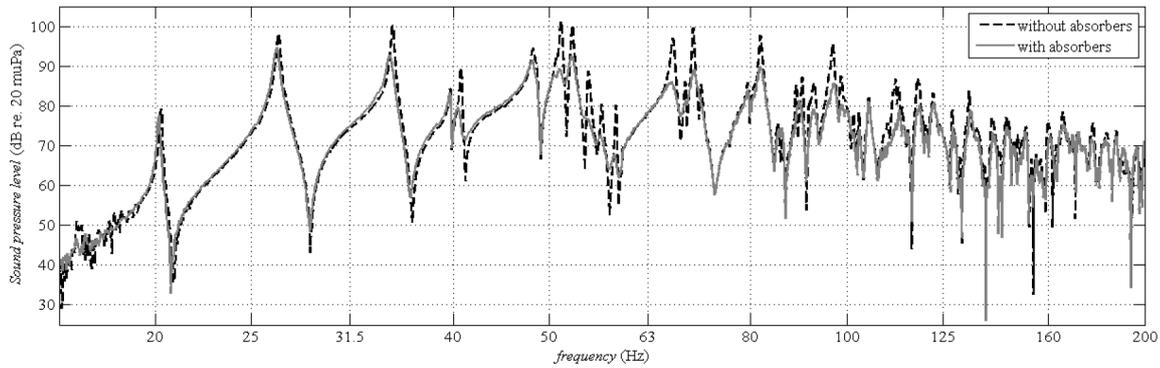


Abbildung 2.10: Schalldruckpegelmessung des weißen Rauschens zur Identifikation der Raummoden bis 100 Hz [14]

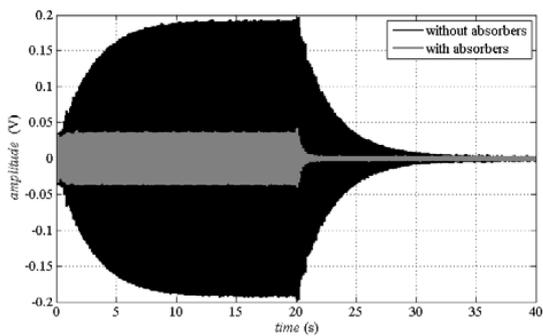


Abbildung 2.11: Aufnahme des Schalldrucks der elften Raummode bei 58 Hz in Volt [14]

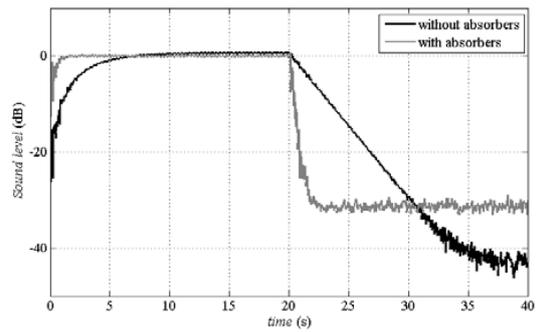


Abbildung 2.12: Aufnahme des Schalldrucks der elften Raummode bei 58 Hz in dB [14]

Mode	Hallraum ohne Absorber			Hallraum mit vier Absorbern		
	Frequenz (Hz)	MT_{20} (s)	Schallpegel (dB)	Frequenz (Hz)	MT_{20} (s)	Schallpegel (dB)
1	20,28	47,4	119,2	20,19	34,35	117,5
2	26,63	14,7	138,2	26,53	8,85	134,7
3	34,75	13,6	140,2	34,53	5,45	132,7
4	39,72	16,5	124,3	39,69	12,75	123,3
5	40,75	21,8	129,7	40,44	5,33	119,7
6	48,13	5,05	134,5	48,09	3,25	131,5
7	51,44	10,05	141,4	54,25	3	129,2
8	52,78	10,1	140,3	52,72	3,6	132,5
9	54,84	10,6	128,7	54,66	2,7	116,7
10	56,53	9,45	120,4	56,34	2,88	112,7
11	58,44	20,25	120,1	58,22	3,15	107,9
12	66,72	5,8	137,1	60,5	3,84	125,9
13	68,66	11,3	126,1	68,72	2,46	121,3
14	69,94	10	139,6	70,09	2,85	129,1
15	71,22	8,35	125,5	71,22	3	120,7
16	79,38	9	125,9	79,31	7,3	124,0
17	81,78	7,15	137,8	81,75	3,36	130,0
18	85,09	7,1	115,7	85,38	3,55	114,3
19	86,13	7,6	112,2	85,94	4,75	114,6
20	88,88	10,55	125,4	89,41	3,05	121,3
21	90,16	6,95	127,1	-	-	-
22	92,63	4,65	125,8	92,66	2,58	119,1
23	96,84	6,15	135,7	96,88	3	125,6
24	98,69	12,3	127,5	98,88	3	120,2

Tabelle 2.2: Modale Nachhallzeiten bei ein- und ausgeschalteten Absorbern im Hallraum [14]

In den Abbildungen 2.13 und 2.14 werden die Werte aus Tabelle 2.2 dargestellt. Die Minimierung der Abklingzeit liegt zwischen 1,7 s (Mode 16) und 17,1 s (Mode 11). Das entspricht einer relativen Reduktion von 19% bis 84% (Abbildung 2.15). Die maximale Abnahme des Schalldruckpegels durch die Absorber (Mode 11) betrug 12,2 dB. Im Gegensatz zu den Messergebnissen in Abschnitt 2.1.2 wurden keine Abklingzeitverlängerungen durch die Absorber gemessen. Zurückzuführen ist das auf die direkte Messung der Abklingzeit mit abgeschaltetem Sinus.

Durch die Wahl des besseren Messverfahrens als in den Hörräumen in Abschnitt 2.1 sind die Messergebnisse aussagekräftiger. Die Hallraummessung zeigt, wie effektiv der Absorber arbeitet. Er bewirkt, dass die Abklingzeiten ab Raummode 5 mit der Ausnahme von Mode 16 (7,3 s) auf 2,5 s bis 5,5 s fallen. So gibt es nur geringe Abweichungen der Abklingzeiten über den Großteil der relevanten Bandbreite. Unter 40 Hz ergibt sich kein eindeutiges Bild, da nur die zweite und dritte Mode gut gedämpft werden. Die erste Raummode bei circa 20 Hz wird nicht besonders gut gedämpft. Dies war bereits im großen Hörraum der Fall. Es stellt sich die Frage, ob die Performance bei Frequenzen unter 25 Hz verbessert werden kann, indem man die Resonanzfrequenz des Absorbers per Controllerkonfiguration nach unten verschiebt oder ob ein anderes Lautsprecherchassis dafür benötigt wird. Raummoden dieser Frequenz werden in der Musik quasi nur von Perkussionsinstrumenten angeregt. Der tiefste Ton eines Flügels A_2 hat zum Vergleich eine Frequenz von 27,5 Hz. Bei Darbietungen von Filmen treten diese Frequenzen meist nur impulsartig auf. So ist es allgemein schwierig, eine Raummode dieser Frequenz anzuregen. Daher muss die schlechtere Dämpfung dieser sehr niedrigen Frequenzen nicht so kritisch betrachtet werden.

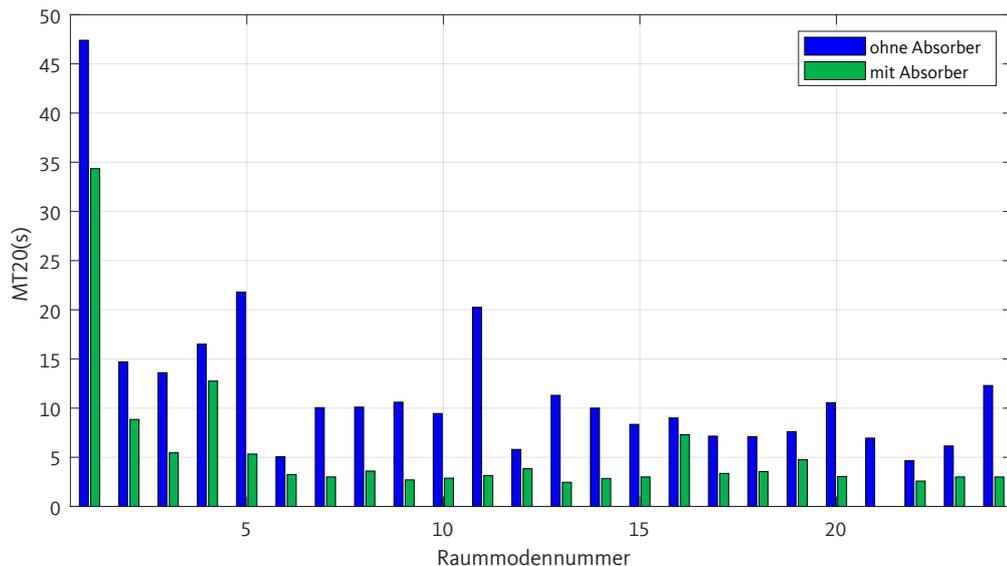


Abbildung 2.13: Modale Abklingzeiten MT_{20} der einzelnen Raummoden im Hallraum mit und ohne Absorber

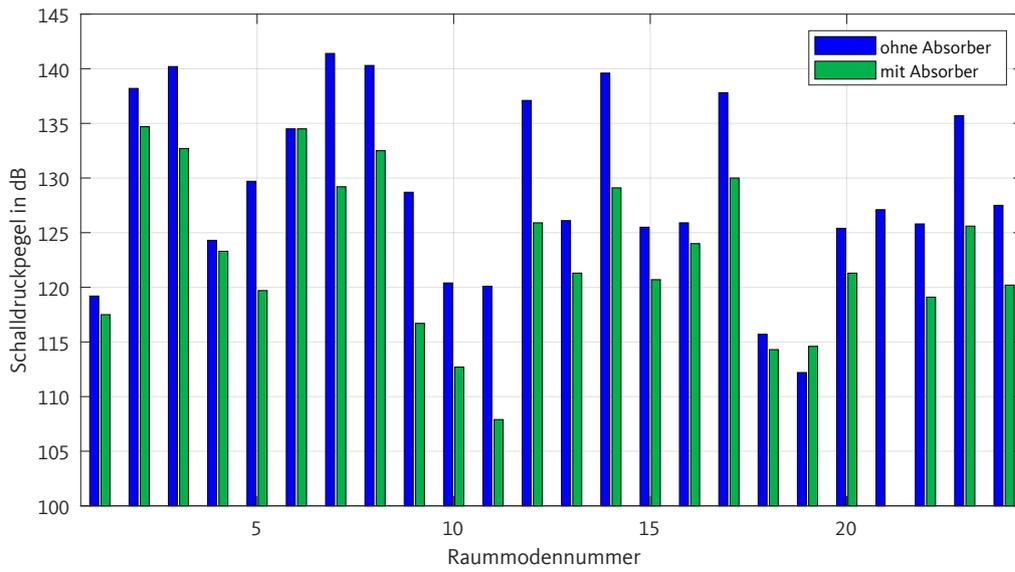


Abbildung 2.14: Gemessene Schalldruckpegel der einzelnen Raummoden in dB im Hallraum mit und ohne Absorber

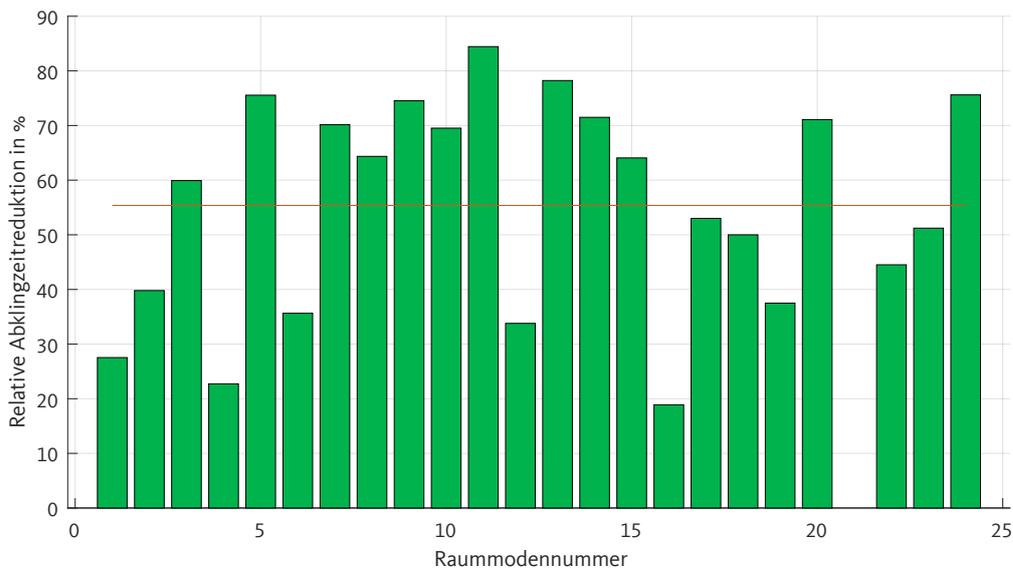


Abbildung 2.15: Relative Abklingzeitreduktion durch die Absorber im Hallraum in Prozent, Mittelwert in rot

3

Anhang

3.1 Matlab-Skript *EAA_Calculation.m*

Das Skript berechnet den in dieser Arbeit behandelten elektroakustischen Absorber. Neben dem Absorptionsgrad $\alpha(s)$ werden auch die Übertragungsfunktion $G(s)$ und die Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$ kalkuliert und dargestellt. Die Berechnungen können für beliebige Lautsprecher durchgeführt werden. Dazu muss man die nötigen Lautsprecherspezifikationen und das Gehäusevolumen eintragen. Das Skript ermöglicht es, das Verhalten eines Absorbers bei unterschiedlichen Parametern μ_1 , μ_2 und $R_{W,Z}$ zu vergleichen. Die Bandbreite B wird als Zeilenvektor ausgegeben, wobei jedes Element einer Konfiguration entspricht. Der Frequenzbereich kann beliebig gewählt werden.

Das Skript plottet beim Ausführen drei Grafiken:

- Absorptionsgrad $\alpha(s)$
- Bode-Diagramm der Übertragungsfunktion $G(s)$
- Bode-Diagramm der Ziel-Wandimpedanz $Z_{W,Z}(s)$