

Amplitudengangoptimierung am Studio-Abhörplatz durch Resonanzabsorber

Bachelorarbeit

durchgeführt von

Thomas Kumar

Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation
der Technischen Universität Graz

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

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

Graz, im September 2016

Zusammenfassung

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein relativ kleines Zimmer einer typischen Ein-Zimmer-Wohnung, welches als Wohn- und Studioraum genutzt wird, hinsichtlich des tieffrequenten Amplitudenverlaufs am Abhörplatz unter Zuhilfenahme von Resonanzabsorbern optimiert. Dabei wurden durch eine überlegte Wahl der Aufstellungsorte sowohl effiziente Arbeitsweisen als auch möglichst geringe negative Auswirkungen auf die Alltagstauglichkeit des Raumes erzielt. Im Zuge des theoretischen Teils der Arbeit wurde außerdem das Zustandekommen der äquivalenten Absorptionsfläche A von Helmholtzresonatoren auf nachvollziehbare Weise hergeleitet. Insgesamt wurden im weiteren Verlauf der Arbeit ein Plattenresonator und drei Einzelschlitzresonatoren, von denen zwei mit derselben Dimensionierung realisiert wurden, umgesetzt. Anschließend ging es um die messtechnische Erfassung der raumakustischen Auswirkungen durch die eingebrachten Resonanzabsorber. Dabei konnte gezeigt werden, dass ein lokales Pegelminimum einer Raummode meist mit deutlich geringerem Aufwand zufriedenstellend erhöht als ein lokales Pegelmaximum ausreichend verringert werden kann. Zudem wurde veranschaulicht, dass durch das anders als bei porösen Absorbern auf Schwingfähigkeit beruhende Prinzip von Resonatoren vor allem in kleinen akustisch trockenen Räumen durchaus auch nachhallzeitverlängernde Auswirkungen beobachtet werden können.

Abstract

The primary subject of this thesis was the optimization of a small room, which is used as a living and studio room, in view of the low frequency amplitude curve at the listening position. Therefore, resonance absorbers were realized. In addition, the resonators were positioned in a way, that is positively affecting the efficiency of the absorbers without reducing the suitability of everyday use from that room. The theoretical part of this thesis dealt with the occurrence of the equivalent sound absorption area through resonance absorbers. It was derived in a understandable way. As things developed one panel resonator and three Helmholtz resonators, where two were built with the same dimensioning, were implemented. Next, the room acoustical effects of the installed resonance absorbers were measured. It could be shown, that a local minimum level of a room mode can be more easily raised than a maximum level can be reduced. Furthermore, it was demonstrated, that resonance absorbers, which are in opposite of porous absorbers based on a moving mass, can have an lengthening effect on the reverberation time of especially small acoustically dry rooms.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Räumliche Gegebenheiten	2
1.2	Ausgangssituation am Abhörplatz	3
1.2.1	Berechnung der Eigenmoden des Modellquaders	3
1.2.2	Gemessener relativer Schalldruckpegelverlauf am Abhörplatz	5
1.3	Aufgabenstellung und angestrebte Ziele	6
1.4	Zusammenfassung.....	6
2	Platzierung und Dimensionierung der Resonatoren	7
2.1	Platzierung und Auswahl der Resonatoren	7
2.1.1	Positionierung.....	7
2.1.2	Auswahl der Resonatortypen.....	11
2.2	Plattenresonator.....	12
2.3	Einzelschlitzresonatoren	16
2.3.1	Dimensionierung der Einzelschlitzresonatoren.....	17
2.3.2	Äquivalente Absorptionsfläche	20
2.4	Zusammenfassung.....	26
3	Validierungsmessungen	27
3.1	Messaufbau	27
3.2	Messung der relativen Schalldruckpegelverläufe	30
3.3	Messung der ortsspezifischen Nachhallzeiten	36
3.4	Zusammenfassung.....	39
4	Ausblick	40

Literaturverzeichnis

[AMT-E] WESELAK Werner, Norm-Anforderungen nach EN ISO 3741 (Genauigkeitsklasse 1), Ergänzung zum Skriptum der Vorlesung: *Akustische Messtechnik*. Version 10.0, WS2015/16

[EA] GRABER Gerhard, WESELAK Werner, Skriptum der Vorlesung: *Elektroakustik*. Version 8.55, SS2015

[RA] GRABER Gerhard, WESELAK Werner, Skriptum der Vorlesung: *Raumakustik*. Version 5.5, WS2014/15

[TA] WESELAK Werner, Skriptum der Vorlesung: *Technische Akustik*. SS2016

[BRÄUER] BRÄUER Jan, Projektarbeit: *Lochplatten-, Schlitzplatten- und Helmholtzabsorber*. Graz, 2010

[BRAUN] BRAUN Sebastian, Bachelorarbeit: *Helmholtzresonatoren*. Graz, 2009

[MEISTER] MEISTER Markus, Diplomarbeit: *Dimensionierung und Simulation von Helmholtz-Resonatoren*. Graz, 2011

[CREMER MÜLLER] CREMER Lothar, MÜLLER Helmut A.: *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik – Band II*. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1976

[FASOLD VERES] FASOLD Wolfgang, VERES Eva: *Schallschutz und Raumakustik in der Praxis*. Verlag für Bauwesen, Berlin 1998

1 Einleitung

Ein typischer Ein-Zimmer-Wohnungs-Raum genügt praktisch nie den Anforderungen, die an professionelle Tonstudio-Regieräume gestellt werden. Mag in der Praxis eine Erstreflexionsdämpfung und Nachhallzeitenreduktion im Mittel- und Hochtonbereich durch poröse Absorber noch relativ einfach und kostengünstig zu realisieren sein, so ist die optimale Bedämpfung der Raumeigenmoden mit niedriger Ordnung jedoch meist nur äußerst schwer und aufwendig erreichbar. Dies liegt daran, dass tieffrequente Schallwellen große Wellenlängen aufweisen und somit eine Dämpfung durch poröse Materialien direkt mit großen Raumvolumeneinbußen verbunden wäre. Dadurch kommt es bei der Wiedergabe von tieffrequenten Schallereignissen zu für den jeweiligen Abhörort spezifischen Unregelmäßigkeiten im Amplituden-Frequenzverlauf. Um diese möglichst gut ausgleichen zu können, greift man in der Regel auf Resonanzabsorber, welche auf dem Masse-Feder-Prinzip beruhen und auf die jeweils dominierende Raummode abgestimmt werden, zurück.

Die vorliegende Arbeit soll dabei aufzeigen, ob bzw. wie gut eine solche Amplitudengangoptimierung am Abhörplatz mit selbstgebaute Resonatoren erzielt werden kann. Dabei kommt ein Plattenresonator und mehrere Einzelschlitz-Helmholtzresonatoren zum Einsatz.

1.1 Räumliche Gegebenheiten

Der zur Verfügung stehende Raum ist ein Zimmer einer gewöhnlichen Ein-Zimmer-Wohnung. Die Grundfläche beträgt $\sim 18,7 \text{ m}^2$ und die Raumhöhe $2,5 \text{ m}$, wodurch sich ein Raumvolumen V_{Raum} von $\sim 46,8 \text{ m}^3$ ergibt. Abb. 1.1 zeigt den Grundriss des Zimmers und der vorhandenen Einrichtung. Im Raum wurde ein versiegelter Parkettboden verlegt. Die Raumdecke ist aus Beton, die Frontwand mit den Balkontüren aus Ziegelsteinen. Die drei restlichen Raumbegrenzungsflächen sind Leichtbauwände. Die Wände und die Decke wurden verspachtelt und mit wohnraumtypischer Farbe ausgemalt. Im Zuge einer vorhergehenden Akustikoptimierung wurden an der Frontwand, den beiden Seitenwänden und der Decke mehrere Basotect[®] Mitten-/Hochtonabsorber von $4,5 - 15 \text{ cm}$ Dicke befestigt. An der Rückwand wurden sechs Vicoustic Multifuser DC2¹ Diffusoren montiert. In den beiden vorderen seitlichen Raumkanten wurden zusätzlich noch jeweils zwei Vicoustic Super Bass Extreme² Tieftonabsorber und Mitten-/Hochtondiffusoren angebracht.

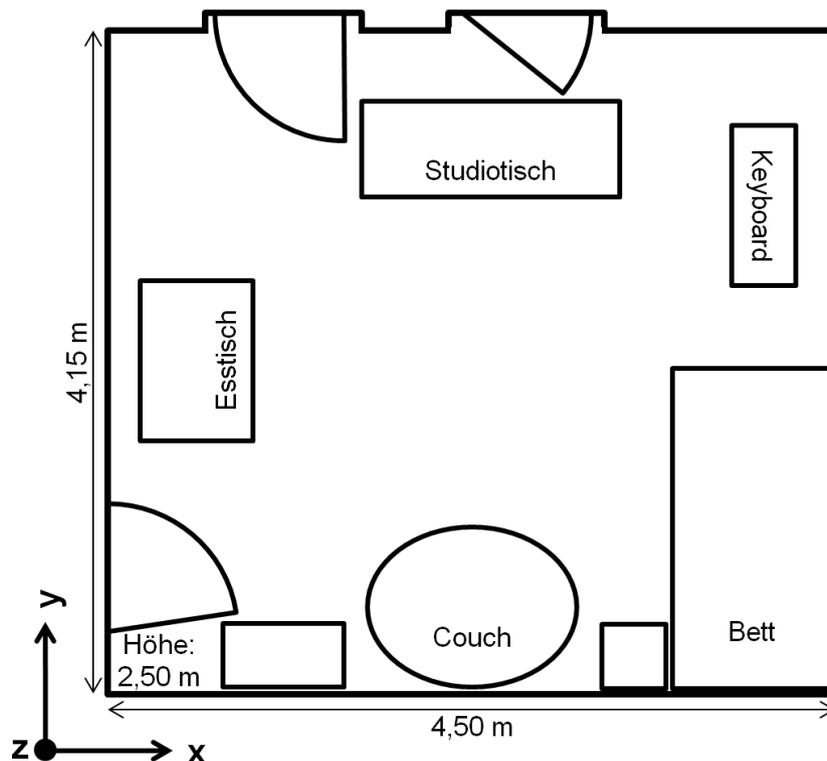


Abb. 1.1: Grundriss des zu optimierenden Raumes und der vorhandenen Einrichtung

¹ Vgl. <http://www.vicoustic.com/product/multifuser-dc2> für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

² Vgl. <http://www.vicoustic.com/product/super-bass-extreme> für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

1.2 Ausgangssituation am Abhörplatz

Um einen groben Überblick über die vorherrschende Modenverteilung des in Kapitel 1.1 erwähnten Raumes zu erhalten, ist es sinnvoll, zuerst die Eigenmoden eines schallhart abgeschlossenen Modellquaders mit denselben Innenabmessungen zu berechnen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass durch Unebenheiten in den Begrenzungsflächen, wie zum Beispiel den Einkerbungen der Balkontüren oder den bereits eingebrachten Absorbern, die Einrichtungsgegenstände und auch durch die nicht schallharten Begrenzungsflächen, vor allem den drei Leichtbauwänden, die berechnete Modenverteilung von der sich im Raum ausbildenden leicht abweichen kann. In weiterer Folge ist es sinnvoll, den relativen Schalldruckpegelverlauf am Abhörplatz zu messen und mit den berechneten Raummoden zu vergleichen, um so den praktisch relevanten Einfluss jeder einzelnen Mode für den entsprechenden Ort festzustellen und auf deren Druckverteilung im Raum rückschließen zu können.

1.2.1 Berechnung der Eigenmoden des Modellquaders

Um die Modenverteilung für den erwähnten Modellquader zu erhalten, werden die Frequenzen f_{n_x, n_y, n_z} für unterschiedliche Modenordnungen n_x, n_y, n_z mithilfe der Abmessungen der Begrenzungsflächen L, B, H und der Schallgeschwindigkeit bei Zimmertemperatur $c \approx 343 \text{ m/s}$ berechnet.

$$f_{n_x, n_y, n_z} = \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_x}{L}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{B}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{H}\right)^2} \quad [\text{Hz}] \quad (1.1)$$

Für den Modellquader mit $L = 4,50 \text{ m}$, $B = 4,15 \text{ m}$, $H = 2,50 \text{ m}$ ergeben sich somit die nachfolgend angeführten Raumeigenmoden.

$f_{1.0.0} = 38 \text{ Hz}$	$f_{1.2.0} = \mathbf{91 \text{ Hz}}$	$f_{2.2.1} = \mathbf{132 \text{ Hz}}$
$f_{0.1.0} = 41 \text{ Hz}$	$f_{2.0.1} = 103 \text{ Hz}$	$f_{3.0.1} = \mathbf{133 \text{ Hz}}$
$f_{1.1.0} = 56 \text{ Hz}$	$f_{0.2.1} = 107 \text{ Hz}$	$f_{0.0.2} = 137 \text{ Hz}$
$f_{0.0.1} = \mathbf{69 \text{ Hz}}$	$f_{2.1.1} = 111 \text{ Hz}$	$f_{3.1.1} = 140 \text{ Hz}$
$f_{2.0.0} = \mathbf{76 \text{ Hz}}$	$f_{2.2.0} = 112 \text{ Hz}$	$f_{3.2.0} = 141 \text{ Hz}$
$f_{1.0.1} = \mathbf{78 \text{ Hz}}$	$f_{1.2.1} = 114 \text{ Hz}$	$f_{0.3.1} = 142 \text{ Hz}$
$f_{0.1.1} = \mathbf{80 \text{ Hz}}$	$f_{3.0.0} = 114 \text{ Hz}$	$f_{1.0.2} = 142 \text{ Hz}$
$f_{0.2.0} = 83 \text{ Hz}$	$f_{3.1.0} = 122 \text{ Hz}$	$f_{0.1.2} = 143 \text{ Hz}$
$f_{2.1.0} = 87 \text{ Hz}$	$f_{0.3.0} = \mathbf{124 \text{ Hz}}$	$f_{2.3.0} = 146 \text{ Hz}$
$f_{1.1.1} = \mathbf{89 \text{ Hz}}$	$f_{1.3.0} = \mathbf{130 \text{ Hz}}$...

Dabei gilt es zu beachten, dass sich in der Praxis besonders jene Moden bemerkbar machen, bei denen jeweils zwei der drei Indizes n_x, n_y, n_z gleich 0 sind. Da sich bei diesen Eigenmoden die ortsfesten Druckmaxima entlang einer Raumachse x, y oder z ausprägen, werden diese Eigenmoden auch als axiale Moden bezeichnet. Die Modenordnungen n_x, n_y, n_z entsprechen dabei der Anzahl der entstehenden Druckminima für die jeweilige Frequenz. Es gilt, dass sich Raummoden umso stärker ausprägen, desto geringer ihre Ordnung ist.³

Die obere Grenzfrequenz, bis zu der mit Schallfeldeinflüssen durch einzelne Moden zu rechnen ist, lässt sich mithilfe der Schröderfrequenz f_S bestimmen. Dabei ist für V_{Raum} das Volumen und für T die mittlere Nachhallzeit des Raumes einzusetzen.⁴

$$f_S = 2000 \cdot \sqrt{\frac{T}{V_{Raum}}} \quad [\text{Hz}] \quad (1.2)$$

Bei einer anhand der Messung aus Abb. 1.2 geschätzten mittleren Nachhallzeit von $T \approx 0,25$ s und dem gegebenen Volumen $V_{Raum} = 46,8 \text{ m}^3$ ergibt sich somit die Schröderfrequenz $f_S \approx 146$ Hz.

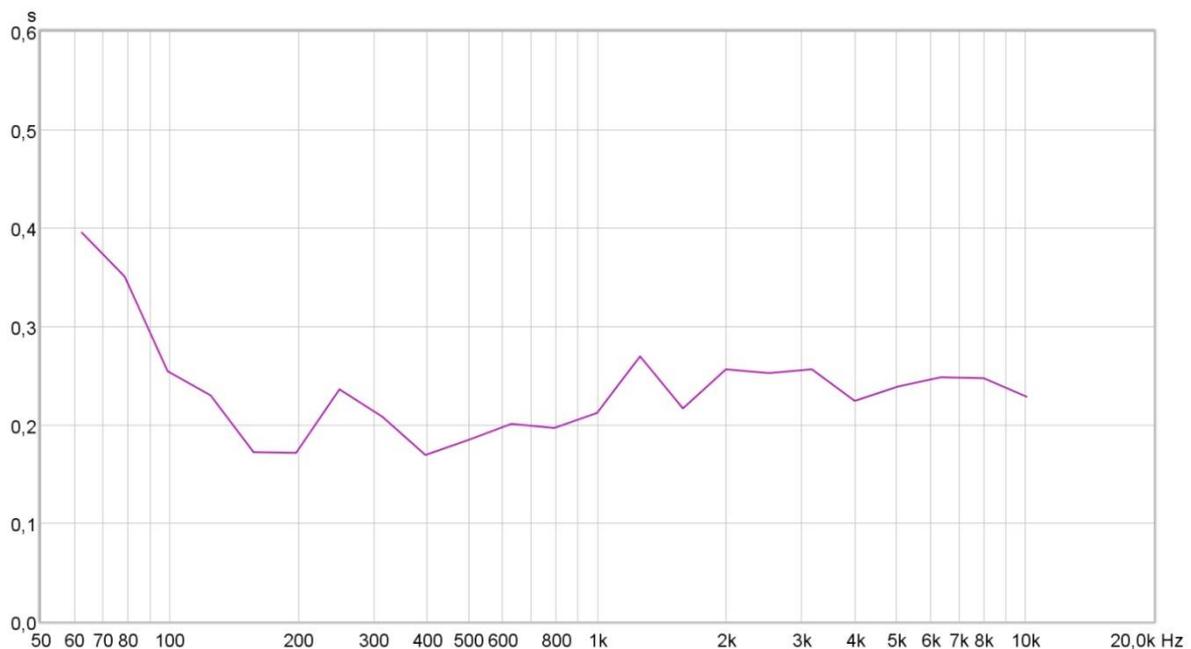


Abb. 1.2: Verlauf der Nachhallzeit T über gesamten Messbereich zur Ausgangssituation

³ Vgl. [RA S. 42].

⁴ Vgl. [RA S. 48].

1.2.2 Gemessener relativer Schalldruckpegelverlauf am Abhörplatz

Aus einer nach der in Kapitel 1.1 erwähnten raumakustischen Optimierung durchgeführten Messung ist der in Abb. 1.3 dargestellte Amplitudenverlauf am Abhörplatz gegeben. Dabei kann man gut erkennen, dass eine ungefähre Zuordnung der fett gedruckten Modenfrequenzen f_{n_x, n_y, n_z} aus Abschnitt 1.2.1 zu den blau markierten Frequenzbereichen in Abb. 1.3 möglich ist. Weiters ist jedoch auch ersichtlich, dass die Ausprägung der tatsächlich vorhandenen Unebenheiten im Schalldruckpegelverlauf einzig durch die nach Abschnitt 1.2.1 bestimmten Eigenmoden des idealisierten Modellquaders nicht ausreichend genau beschrieben wäre. So weicht zum Beispiel in der Praxis an der Hörposition der Schalldruckpegel bei ~ 92 Hz am stärksten von dem erwünschten Pegel ab, was erst durch eine räumliche Betrachtung der Modenverteilung sichtbar wird.

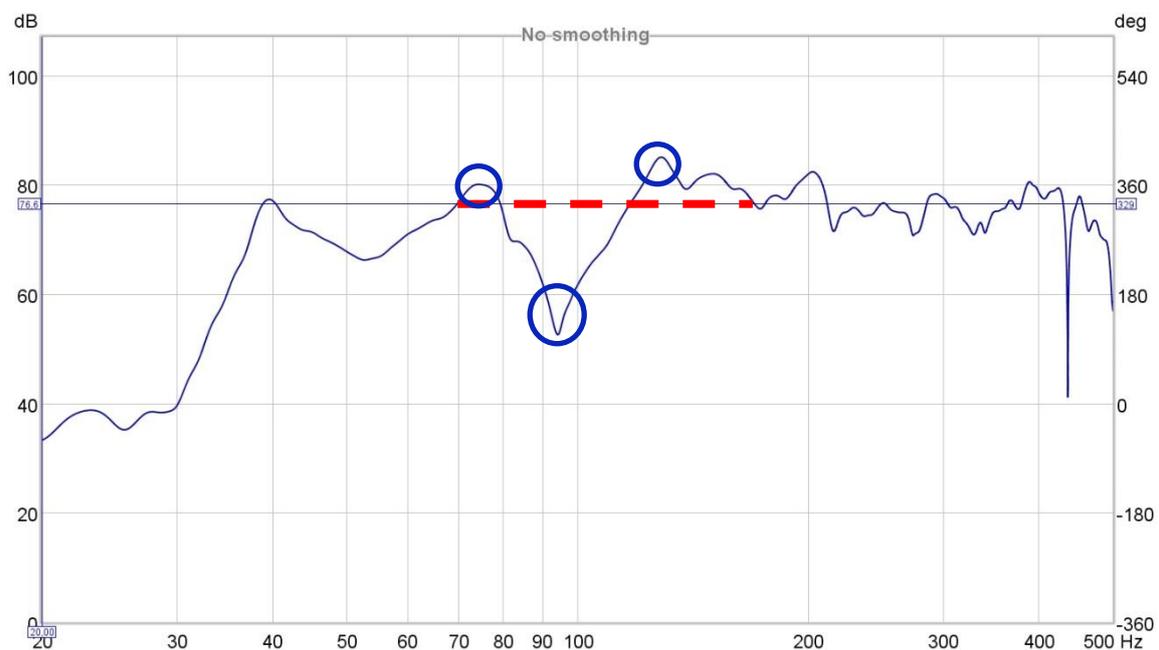


Abb. 1.3: Relativer Schalldruckpegelverlauf am Abhörplatz zur Ausgangssituation

1.3 Aufgabenstellung und angestrebte Ziele

Die im Zuge dieser Arbeit gestellte Aufgabe bezieht sich hauptsächlich auf die Annäherung an den in Abb. 1.3 idealisiert eingezeichneten relativen Schalldruckpegelverlauf an der Abhörposition. Konkret sollen hier wiederum vor allem der enorme Pegelbruch bei ~ 92 Hz möglichst ausgeglichen und die Überhöhungen bei ~ 75 Hz bzw. ~ 130 Hz etwas gedämpft werden. Zusätzlich soll bei der Platzierung und Dimensionierung der Resonatoren neben einer Steigerung der Effizienz darauf geachtet werden, dass sich diese relativ unauffällig in das vorhandene Mobiliar integrieren, ohne die Alltagstauglichkeit des Raumes merklich zu beeinflussen. Im theoretischen Teil der Arbeit soll eine nachvollziehbare physikalische Herleitung der durch Helmholtzresonatoren erzielten äquivalenten Absorptionsfläche A durchgeführt werden. Abschließend sollen die erzielten raumakustischen Veränderungen messtechnisch festgehalten sowie theoretisch diskutiert und erklärt werden.

1.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein kurzer Überblick über das Thema der Arbeit gegeben sowie die Ausgangssituation, anhand der eine weitere Optimierung hinsichtlich des relativen Schalldruckpegelverlaufs am Abhörplatz erreicht werden soll, erläutert. Im nächsten Kapitel soll die Wahl der Aufstellungsorte, des Absorbertyps und die Dimensionierung des jeweiligen Resonators erläutert werden.

2 Platzierung und Dimensionierung der Resonatoren

In diesem Kapitel geht es um die Auswahl der günstigen Aufstellungsorte und des jeweils passenden Absorbertyps. Weiters wird ein Überblick über das Funktionsprinzip der gewählten Resonatortypen gegeben und die Herangehensweise der Dimensionierung jedes einzelnen Absorbers erläutert.

2.1 Platzierung und Auswahl der Resonatoren

Bei der Auswahl des Aufstellungsortes und der Festlegung des jeweils passenden Resonatortyps sollte darauf geachtet werden, dass die Absorber hinsichtlich ihrer Wirkweise möglichst effizient arbeiten und dennoch gut in die bestehende Möblierung des Raumes integriert werden.

2.1.1 Positionierung

Um entscheiden zu können, welche Orte sich für eine eventuelle Absorberplatzierung möglichst gut eignen, wurden zuerst Volumina im Raum gesucht, welche im Alltag ohnehin nicht genutzt werden. Hinzu kommt, dass bei Ausnutzung der nachfolgend erwähnten Gegebenheiten, die Effizienz der Resonatoren maßgeblich verbessert werden kann. Um eine möglichst hohe Modendämpfung zu erreichen, sollte der Absorber an einem der Orte platziert werden, an denen die der Resonanzfrequenz des Absorbers entsprechende Raummode ein Druckmaximum aufweist. Wenn ein Resonator unmittelbar vor einer Mauer platziert wird, verdoppelt sich dessen Wirkung. Bei einer Aufstellung in einer Raumkante kann eine Vervierfachung der äquivalenten Absorptionsfläche A (siehe Kapitel 2.3.2) und in einer Ecke sogar eine Verachtfachung dieser kennzeichnenden Absorptionsgröße erreicht werden.⁵

⁵ Vgl. [CREMER MÜLLER S. 178].

Um Druckmaxima der in Kapitel 1.3 erwähnten besonders störenden Modeneinflüsse zu finden, wurden Messungen an allen den optischen und alltagstauglichen Ansprüchen gerecht werdenden Positionen durchgeführt. Mithilfe der erzielten Messergebnisse und einigen Gedanken zur praktischen Realisierung eines Absorbers für das jeweilige zur Verfügung stehende Volumen wurden die in Abb. 2.1 nummerierten Positionen für die Platzierung der Absorber festgelegt.

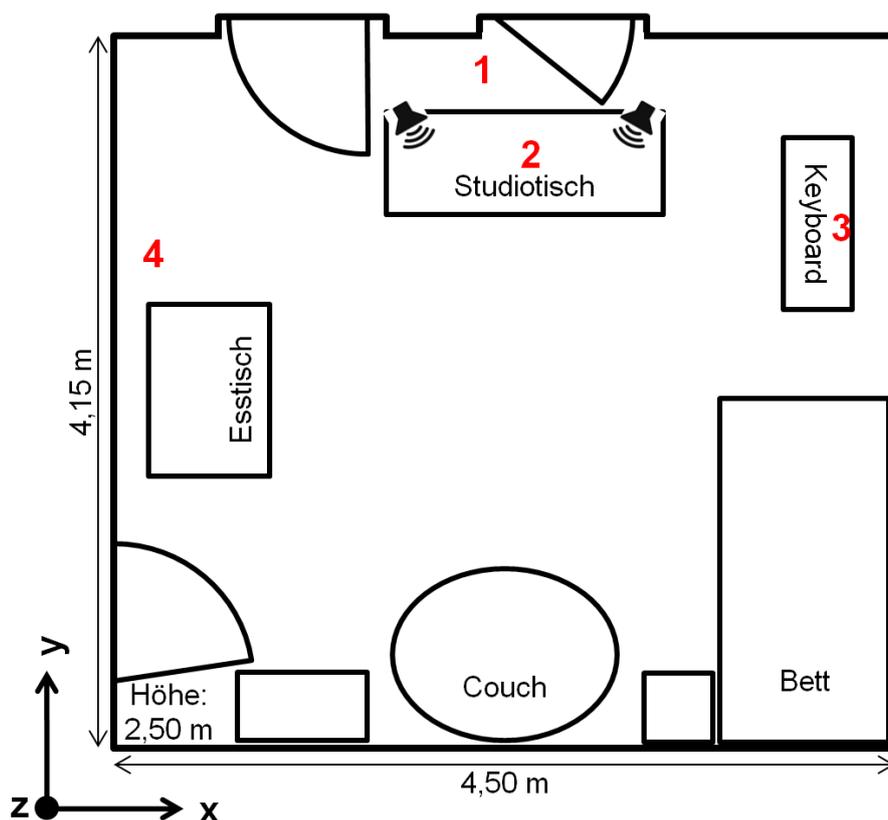


Abb. 2.1: Festgelegte Absorberpositionen im Raum

Nachfolgend sind die ermittelten relativen Schalldruckpegelverläufe an diesen Positionen angeführt. Anzumerken ist dabei noch, dass die Messungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten und bei sich unterscheidenden akustischen Zuständen durchgeführt wurden. Dies liegt zum Einen daran, dass so durch die Vermeidung von unnötigen Materiallieferungen finanzieller und zeitlicher Aufwand gespart werden konnte. Hier war dies ohne relevanter Ungenauigkeiten bei den nachfolgenden Arbeitsschritten möglich, da davon auszugehen war, dass die Einbringung von weiteren porösen Absorbern keine wesentliche Veränderung der Modenproblematik hervorrufen wird. Zum Anderen konnte durch eine gestaffelte Herangehensweise bei der Dimensionierung und Wahl von weiteren Resonatoren bereits der Einfluss des zuvor eingebrachten Resonators mitberücksichtigt werden. Der raumakustische Zustand bei der jeweils durchgeführten Messung ist in der Bildunterschrift angeführt.

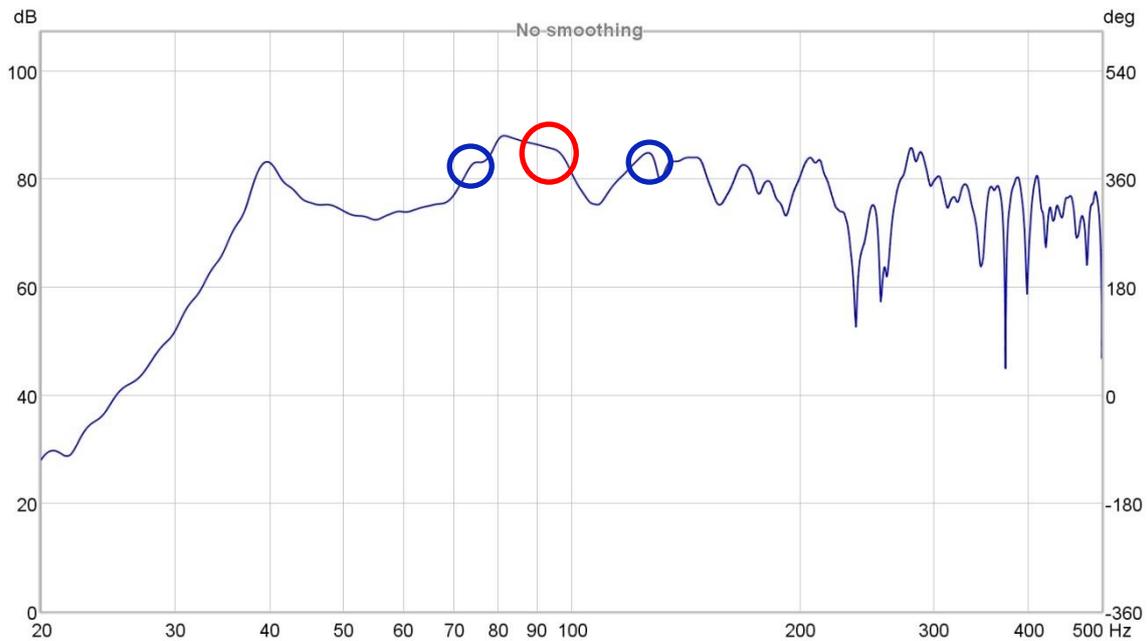


Abb. 2.2: Relativer Schalldruckpegelverlauf zwischen Frontwand und Studiotisch (1) zur Ausgangssituation, jedoch ohne poröser Absorber an Frontwand und Decke

An dem in Abb. 2.2 dargestellten relativen Schalldruckpegelverlauf lässt sich gut erkennen, dass an dieser Position eine deutliche Pegelüberhöhung im Bereich um ~ 92 Hz vorhanden ist. Dies deutet darauf hin, dass ein hier eingebrachter Resonator mit entsprechender Resonanzfrequenz eine möglichst effiziente Dämpfung erreichen und somit den entsprechenden enormen Schalldruckpegel einbruch an der $\sim 1,4$ m von der Frontwand entfernten Abhörposition minimieren können sollte.

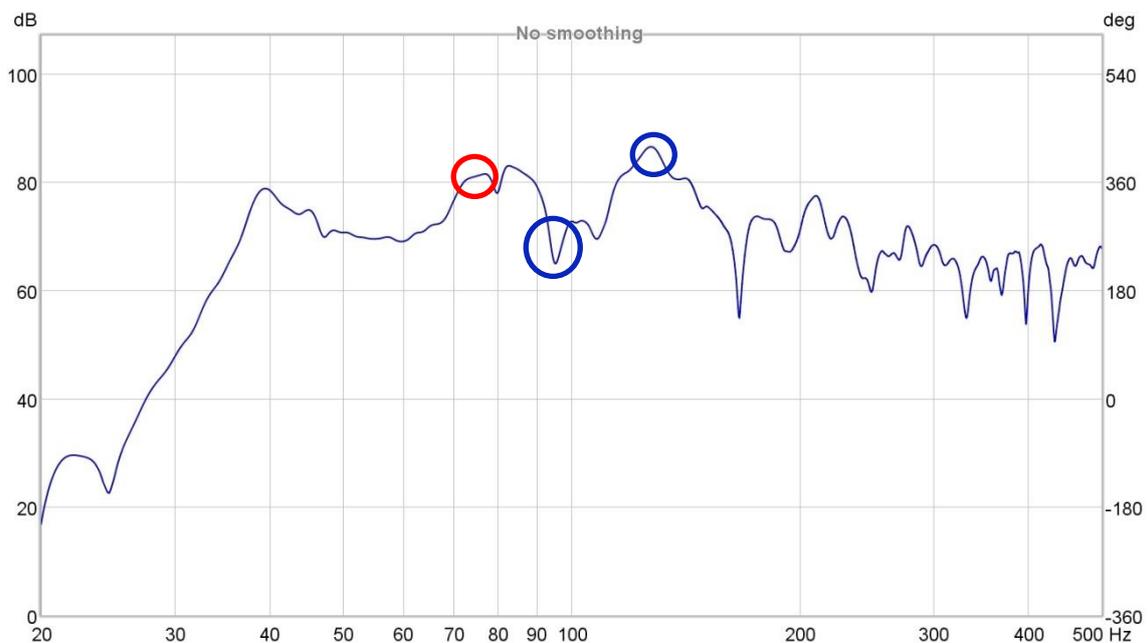


Abb. 2.3: Relativer Schalldruckpegelverlauf in Bodennähe unter Studiotisch in ~ 1 m Entfernung von der Frontwand (2) zur Ausgangssituation, jedoch mit eingebrachtem Plattenresonator zwischen Frontwand und Studiotisch

Im Messergebnis von Abb. 2.3 lassen sich zwei Pegelüberhöhungen, die mit den Problemzonen an der Abhörposition gut korrespondieren, erkennen. Da die niederfrequenterer Pegelüberhöhung breitbandig im Bereich von $\sim 70 - \sim 80$ Hz vorliegt, wodurch sich kleinere konstruktionsbedingte Abweichungen der Resonanzfrequenz eines eingebrachten Resonators weniger drastisch auswirken würden, wurde an dieser Position versucht, den Pegel des oben erwähnten Frequenzbereichs zu dämpfen. Hinzu kommt, dass aufgrund von Symmetrie- und Platzverhältnissen hier mit einer relativ geringen maximal möglichen Absorption zu rechnen ist. Somit eignet sich auch in dieser Hinsicht der Eingriff im erwähnten Frequenzbereich besser, da die Pegelüberhöhung an der Abhörposition hier ebenfalls geringer als bei ~ 130 Hz ausfällt.

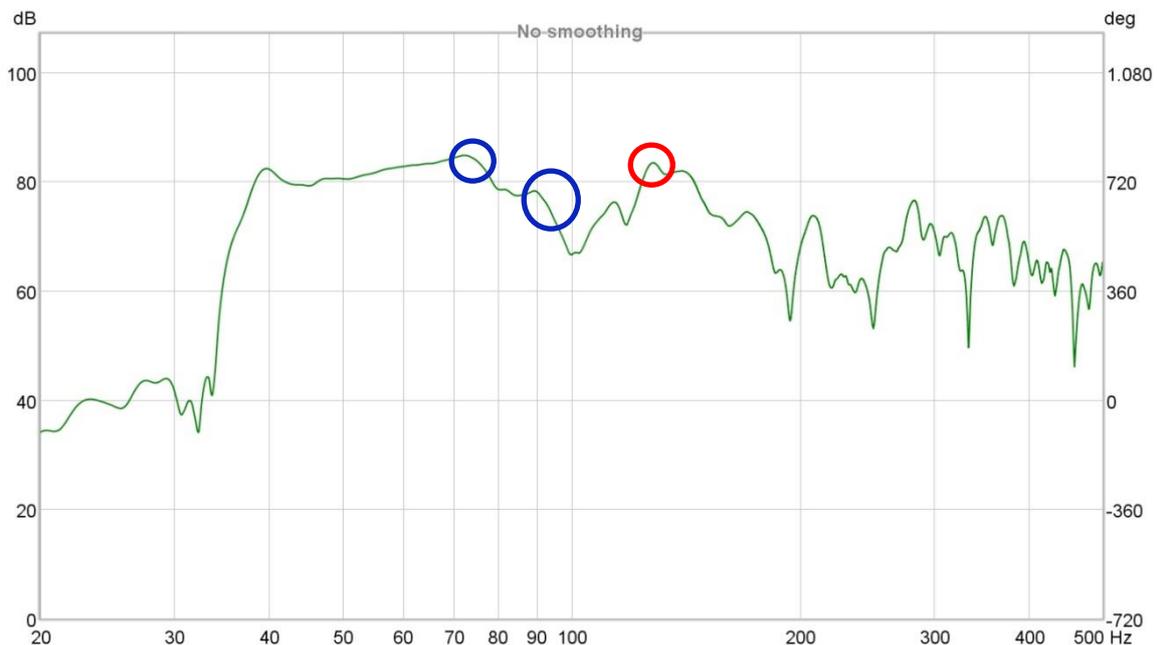


Abb. 2.4: Relativer Schalldruckpegelverlauf in Nähe der Bodenkante unter Keyboard (3) zur Ausgangssituation, jedoch mit eingebrachtem Plattenresonator zwischen Frontwand und Studiotisch

In Abb. 2.4 und Abb. 2.5 lässt sich jeweils eine relativ breitbandige Pegelüberhöhung im Bereich von ~ 130 Hz erkennen. In diesem Frequenzband muss bereits die Schallortungsfähigkeit des menschlichen Gehörs berücksichtigt werden. Da sich die beiden Positionen (3) und (4) jedoch ohnehin symmetrisch zur Raummittelachse in y-Richtung befinden, kann hier auf beiden Seiten ein auf diesen Frequenzbereich abgestimmter Resonator positioniert werden, um so die Resonanzen in selbigem Frequenzband zu dämpfen. Zudem ergibt sich durch die Einbringung von zwei Resonanzabsorbern eine bessere Effizienz. Die angeführten Positionen (3) und (4) eignen sich daher gut zur Dämpfung der Pegelüberhöhung bei ~ 130 Hz am Abhörplatz.

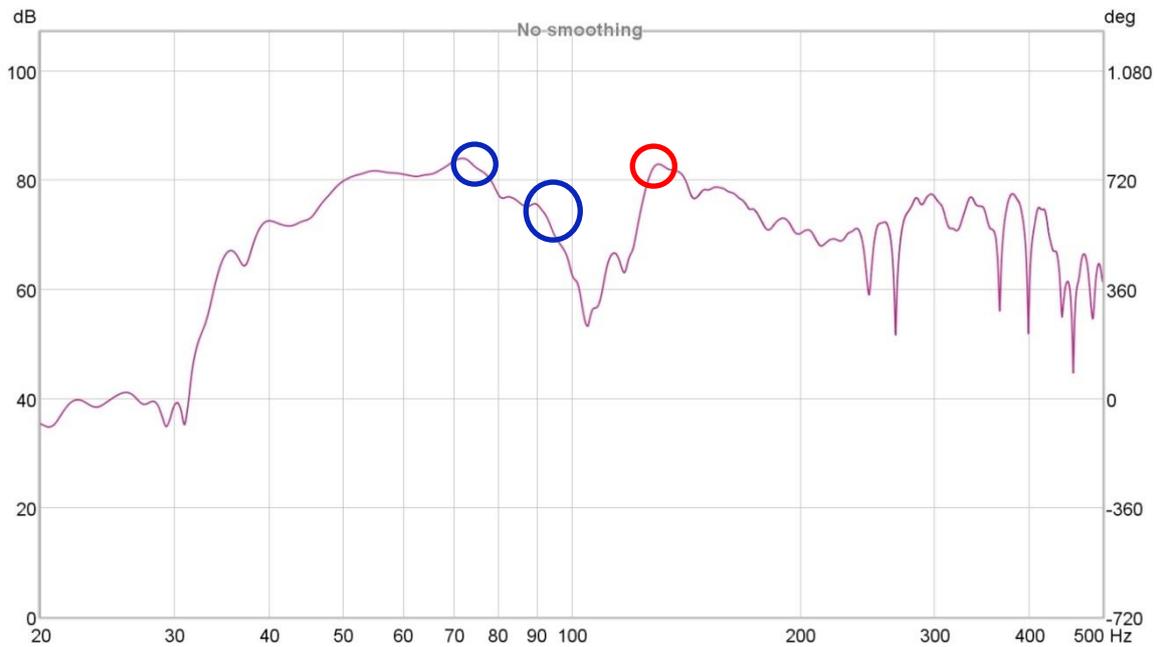


Abb. 2.5: Relativer Schalldruckpegelverlauf in Nähe der Bodenkante hinter Esstisch (4) zur Ausgangssituation, jedoch mit eingebrachtem Plattenresonator zwischen Frontwand und Studiotisch

2.1.2 Auswahl der Resonatortypen

Resonanzabsorber basieren grundsätzlich auf dem Masse-Feder-Prinzip, welches ein schwingbares physikalisches System mit bestimmbarer Resonanzfrequenz beschreibt. Dennoch kann man Resonanzabsorber noch in zwei weitere Haupttypen unterscheiden. Zum Einen gibt es die Plattenresonatoren (vgl. Abschnitt 2.2), bei welchen für eine hohe Effizienz und möglichst exakte Berechenbarkeit eine große Fläche benötigt wird und zum Anderen verschiedene Arten von Helmholtzresonatoren, wie zum Beispiel den Einzelschlitzresonatoren (vgl. Abschnitt 2.3), bei denen ein großes Volumen V von Vorteil ist (vgl. Abb. 2.15). Da zwischen Studiotisch und Frontwand (1) nur ein relativ zur Fläche kleines Volumen vorhanden ist, bietet sich an dieser Stelle die Einbringung eines Plattenresonators direkt vor der Frontwand an. Außerdem wirken Plattenresonatoren in der Regel auch etwas breitbandiger als Helmholtzresonatoren, was an dieser Stelle ebenfalls mit dem relativen Schalldruckpegelverlauf (vgl. Abb. 2.2) korrespondiert. An den übrigen Positionen kommt nur der Einsatz von Helmholtzresonatoren infrage, da die Platzverhältnisse keinesfalls eine ausreichend große Membranfläche zulassen würden. Um eine möglichst einfache Berechnung und Fertigung zu gewährleisten, bietet sich hier die Konstruktion von Einzelschlitzresonatoren an.

2.2 Plattenresonator

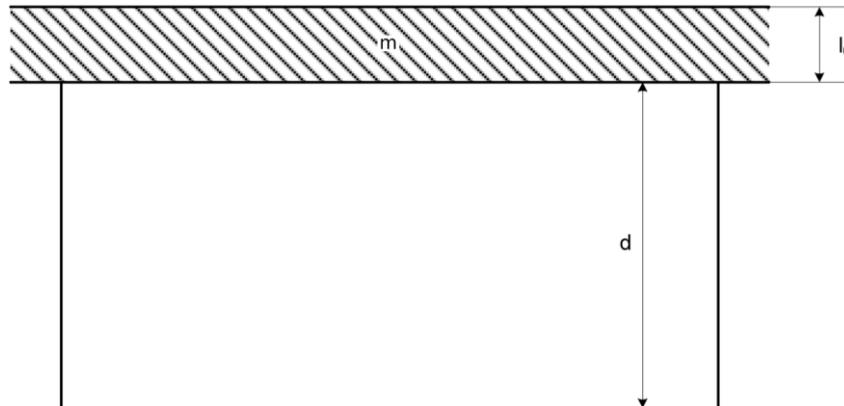


Abb. 2.6: Prinzipieller Aufbau eines Plattenresonators [MEISTER S. 23]

In Abb. 2.6 ist der prinzipielle Aufbau eines Plattenresonators schematisch dargestellt. In der Praxis wird die schwingbar gelagerte Masse m durch eine relativ dünne Platte mit der Dicke l_0 aus Holz oder anderen Materialien realisiert. Diese wird mit einem gewissen Abstand d möglichst luftdicht vor einer schallharten Wand angebracht, sodass die Platte auf dem dadurch entstandenen Luftpolster, welcher die Feder des Systems darstellt, wie eine Membran schwingen kann. Die Dämpfung dieses Systems beruht primär auf der vom verwendeten Material und dem Einfluss der Randeinspannung abhängigen Biegesteifigkeit der Platte, aber auch auf den Reibungen im Resonatorcorpus, welche durch eine Füllung mit porösen Materialien noch weiter erhöht werden können.⁶

Dimensionierung des Plattenresonators

Prinzipiell werden Resonanzabsorber so dimensioniert, dass deren Resonanzfrequenz f_0 möglichst genau bei der Modenfrequenz liegt, die durch den jeweiligen Absorber gedämpft werden soll. Dies liegt daran, dass bei diesem Resonanzsystem die Membranauslenkung bei Anregung mit der Resonanzfrequenz f_0 maximal wird und somit auch die erreichbare Absorption bei dieser Frequenz ihr Maximum besitzt. Für einen einfachen Plattenresonator ohne eingebrachten Dämmmaterial berechnet sich die Resonanzfrequenz $f_{0,leer}$ wie folgt.⁷

$$f_{0,leer} = \frac{600}{\sqrt{d[\text{cm}] \cdot m_p[\text{kg/m}^2]}} \quad [\text{Hz}] \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt m_p die flächenbezogene Masse der angebrachten Platte. Diese ist das Produkt der Materialdichte $\rho[\text{kg/m}^3]$ und der Plattendicke $l_0[\text{m}]$.

⁶ Vgl. [MEISTER S. 23].

⁷ Vgl. [RA S. 136].

Für ein mit porösem Schallabsorptionsmaterial gefülltes Volumen verändert sich Gl. (2.1) wie folgt.⁸

$$f_{0,gefüllt} = \frac{510}{\sqrt{d[\text{cm}] \cdot m_p[\text{kg}/\text{m}^2]}} \quad [\text{Hz}] \quad (2.2)$$

Wenn man nun für eine festgelegte Resonanzfrequenz f_0 den erforderlichen Wandabstand d durch umformen von Gl. (2.1) bzw. Gl. (2.2) bestimmt, lässt sich sofort erkennen, dass das eingebrachte poröse Material neben einer Erhöhung der Reibungsverluste im Resonatorcorpus auch eine Verringerung des benötigten Wandabstands d zur Folge hat. Dies ist darauf zurückzuführen, dass durch den porösen Absorber im Resonatorinneren ein isothermer Wärmeaustausch stattfinden kann.⁹ Da sich die schwingende Membran des Resonators dadurch auch näher an durch die Begrenzungsfläche entstehenden Schalldruckmaximum befinden kann, wird so die Effizienz meist noch weiter gesteigert.

In der Praxis gilt es weiters noch auf mehrere funktionsbedingte Realisierungsgrenzen für die Dimensionierung von Plattenresonatoren zu achten.

- Damit das geschlossene Luftvolumen wie eine Feder wirken kann, muss eine Wellenausbreitung verhindert werden. Darum darf der Abstand d zwischen Platte und schallharter Wand nicht größer als $\lambda_0/12$ sein, wobei λ_0 die Wellenlänge der Resonanzfrequenz beschreibt.¹⁰
- Um eine übertrieben hohe Güte des Resonators zu verhindern, darf der Wandabstand d nicht kleiner als $\lambda_0/100$ sein, wobei λ_0 wieder die Wellenlänge der Resonanzfrequenz beschreibt.¹¹
- Damit die systematische Abweichung der tatsächlich erreichten Resonanzfrequenz zur berechneten Resonanzfrequenz f_0 möglichst gering ist und eine effiziente Absorption stattfinden kann, lässt sich als Faustregel festhalten, dass für die üblich verwendeten Membranmaterialien, wie zum Beispiel 4 mm Sperrholzplatten, die Fläche nicht kleiner als 0,4 m² und die eingespannten Seiten mindestens 0,5 m lang sein sollten.¹² Dies ist darauf zurückzuführen, dass ab Flächen in dieser Größenordnung der Einfluss der Randeinspannung, in derer Nähe das Verhalten der Schwingung noch deutlich von der des Plattenzentrums abweicht, praktisch vernachlässigbar bzw. überhaupt erst eine relevante Auslenkung der Platte ermöglicht wird.

⁸ Vgl. [FASOLD VERES S. 84].

⁹ Vgl. [EA S. 19].

¹⁰ Vgl. [MEISTER S. 24].

¹¹ Vgl. [MEISTER S. 24].

¹² Vgl. [FASOLD VERES S. 83].

- Um eine effiziente Dämpfung gewährleisten zu können, sollten für die flächenbezogene Membranmasse m_p gewisse Grenzen eingehalten werden.¹³ Dabei gilt, dass mit sinkender Resonanzfrequenz f_0 die flächenbezogene Masse der Membran m_p steigen sollte.

Bei der für diese Arbeit gewählten Resonatorkonstruktion, wurde 16 mm dickes MDF-Holz für die Begrenzungsflächen des Korpus eingesetzt. Die Höhe h und Länge l des Resonators wurden so gewählt, dass dieser den am Aufstellungsort verfügbaren Platz möglichst ausfüllt. Somit wurden mit Einbezug der Begrenzungsflächen die Außenabmessungen der Korpushöhe h mit 83 cm und die der Korpuslänge l mit 123 cm festgelegt. Als Membran wurde eine 4 mm Pappel-Sperrholzplatte mit einer durch Internetrecherche und Auskunft des Baumarktmitarbeiters geschätzten flächenbezogenen Masse m_p von $\sim 1,83 \text{ kg/m}^2$ geplant. Da Holz ein Naturprodukt ist und sich somit oft große Unterschiede zwischen jeder einzelnen Platte hinsichtlich ihrer Dichten $\rho[\text{kg/m}^3]$ und ihrer Biegesteifigkeiten feststellen lassen, wurde diese Entscheidung hauptsächlich anhand von einer ausgiebigen Internetrecherche, der örtlichen Verfügbarkeit und einer Beratung im Baumarkt getroffen. Wenn man die flächenbezogene Masse $m_p \approx 1,83 \text{ kg/m}^2$ mit der für diese Resonanzfrequenz $f_0 \approx 92 \text{ Hz}$ empfohlenen Membranmasse¹³ $m_{p,\text{empfohlen}} \approx 4 \text{ kg/m}^2$ vergleicht, lässt sich erkennen, dass die gewählte deutlich zu gering ausfällt. Da jedoch in der Praxis die bei so tiefen Resonanzfrequenzen f_0 geforderten Mindestmembranmassen auch oft bei vergleichbaren Markenprodukten nicht erreicht werden und dies unter anderem eine Verringerung der Resonanzgüte, welche für den geplanten Einsatz ohnehin erwünscht ist, zur Folge hat, wurde diese Forderung bewusst missachtet.¹⁴ Aufgrund des geplanten Aufstellungsorts für den Plattenresonator, an dem nach Möglichkeit die Absorbiertiefe t möglichst gering sein sollte, und der vorhin erwähnten weiteren Vorteile einer Einbringung von porösen Materialien in den Resonatorkorpus, wurde damit gerechnet, dass zwei $100 \times 60 \times 4,5 \text{ cm}$ Basotect® Absorber in einem Abstand von 1 cm zueinander mittig an die annähernd schallharte Rückwand geklebt werden. Somit wurde durch Umformen der Gl. (2.2) für die erwünschte Resonanzfrequenz $f_0 = 92 \text{ Hz}$ und der flächenbezogenen Membranmasse $m_p \approx 1,83 \text{ kg/m}^2$ der benötigte Plattenabstand $d \approx 16,8 \text{ cm}$ ermittelt. Daher wurde für den Resonatorkorpus die Tiefe $t = 18 \text{ cm}$ gewählt, was mit Einbezug der 16 mm dicken Rückwand einem Plattenabstand d von 16,4 cm entspricht. Aufgrund dieser Abweichung, den Einflüssen der Randeinspannung, der eigentlich zu geringen und mit deutlichen Streuungen behafteten flächenbezogenen Membranmasse m_p sowie der Tatsache, dass die erwähnten porösen Absorber das entstandene Volumen nicht wie üblich zu ca. $\frac{3}{4}$ füllen, war an diesem Punkt die Wahrscheinlichkeit einer deutlichen Abweichung von der erwünschten Resonanzfrequenz durchaus gegeben. In Abb. 2.7 ist der Querschnitt des nach diesen Aspekten konstruierten Plattenresonators schematisch dargestellt.

¹³ Vgl. [RA S. 136]: Tabelle 6.4.

¹⁴ Vgl. [FASOLD VERES S. 84].

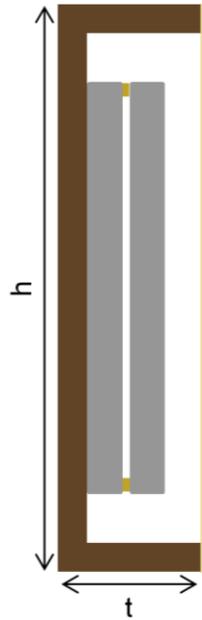


Abb. 2.7: Schematische Darstellung des konstruierten Plattenresonators im Querschnitt

Abb. 2.8 zeigt zwei Fotos des fertigen Plattenresonators am Aufstellungsort.



Abb. 2.8: Plattenresonator zwischen Frontwand und Studiotisch (1)

2.3 Einzelschlitzresonatoren

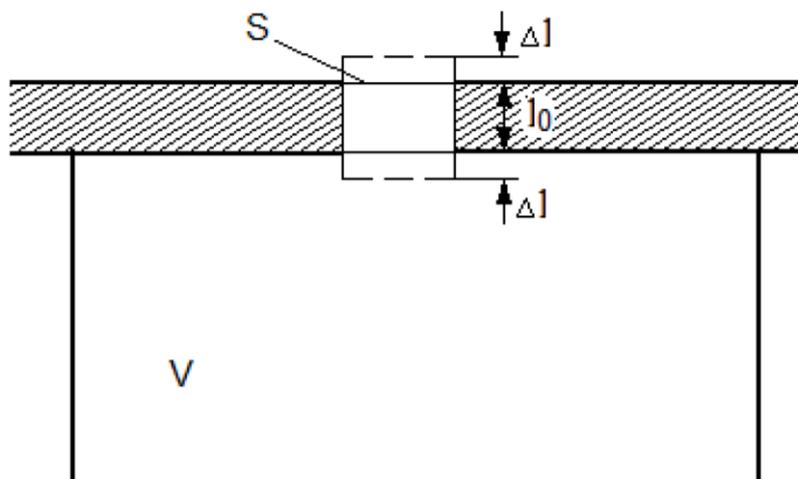


Abb. 2.9: Prinzipieller Aufbau eines Helmholzresonators [TA S. 95]

In Abb. 2.9 ist der prinzipielle Aufbau eines Helmholzresonators, zu denen auch die Einzelschlitzresonatoren zählen, schematisch dargestellt. Um bei dieser Art von Resonanzabsorbern eine schwingungsfähige Masse realisieren zu können, muss bei einem sonst luftdicht abgeschlossenen Korpus in mindestens einer Begrenzungsfläche mit ausreichender Dicke l_0 mindestens eine kleine Öffnung vorhanden sein. Die Anzahl sowie die geometrische Form der Öffnungen ist für die Namensgebung des Resonators verantwortlich. So handelt es sich bei Einzelschlitzresonatoren um Systeme mit nur einer einzelnen schlitzförmigen Öffnung. Die sich in diesem Schlitz befindende Luft bildet dabei die Masse m . Da bei einer akustischen Anregung nahe der Resonanzfrequenz f_0 dieser Luftpfropfen zu schwingen beginnt, muss auch die Luft die sich unmittelbar vor bzw. nach der Öffnung befindet für die akustisch wirksame Masse m' miteinbezogen werden.¹⁵ Dies wird auch als Mündungskorrektur Δl bezeichnet. Die Feder wird hier ähnlich wie bei den Plattenresonatoren durch das im Korpus eingeschlossene Luftvolumen V gebildet. Bei diesem Masse-Feder-System schwingt also ein Luftpfropfen auf einem Luftpolster. Die Dämpfung beruht hier hauptsächlich auf den Reibungsverlusten des schwingenden Luftpfropfens entlang der Begrenzungsflächen der Öffnung. Um die Auslenkung des Luftpfropfens weiter zu dämpfen, hat sich in der Praxis die Anbringung von porösen Materialien in bzw. unmittelbar vor und/oder nach der Öffnung bewährt. Mittlerweile gibt es dafür eigens angefertigte Akustikvliese, welche einen geeigneten Strömungswiderstand aufweisen und dabei sehr dünn sind. Das akustisch wirksame Volumen V kann hier wie bei den Plattenresonatoren ebenfalls durch die Einbringung von porösen Materialien und der damit verbundenen Änderung von adiabatischen auf isotherme Bedingungen erhöht werden.¹⁶

¹⁵ Vgl. [TA S. 95].

¹⁶ Vgl. [TA S. 101].

2.3.1 Dimensionierung der Einzelschlitzresonatoren

Auch bei den Einzelschlitzresonatoren ist die wichtigste Aufgabe der Dimensionierung die Abstimmung auf eine für die jeweilige Anwendung passende Resonanzfrequenz f_0 , um so die bestmögliche Dämpfung (vgl. Gl. (2.19) und Gl. (2.20)) der entsprechenden Raummoden zu erzielen. Die Resonanzfrequenz f_0 berechnet sich nach Herleitung über die Resonanzfrequenz von allgemeinen Masse-Feder-Systemen für Einzelhelmholtzresonatoren wie folgt.¹⁷

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

Dabei beschreibt S die Fläche der Resonatoröffnung und ergibt sich für Einzelschlitzresonatoren somit zu $b \cdot H$.

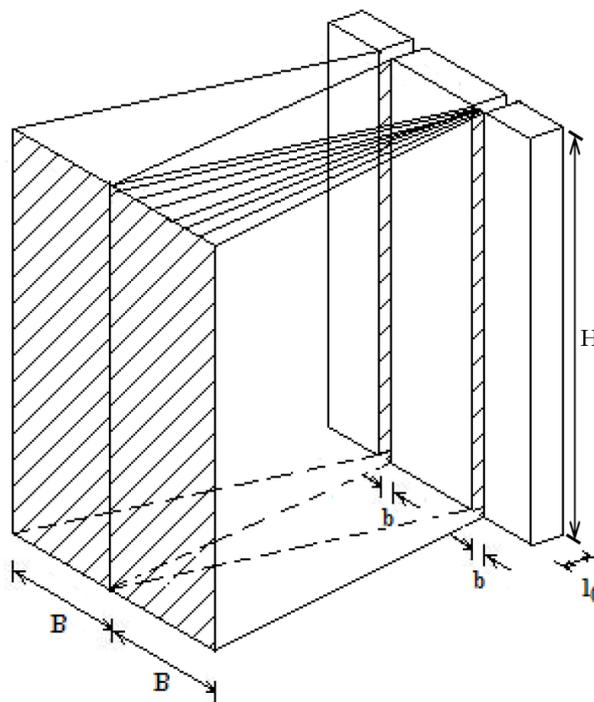


Abb. 2.10: Abmessungen eines Schlitzresonators [TA S. 98]

Die Mündungskorrektur Δl wird für die beeinflussende Luft unmittelbar vor und hinter der Öffnung als näherungsweise gleich angenommen. Eine ungefähre Berechnung kann dabei über die nachfolgende Näherungsformel erfolgen.¹⁸

$$\Delta l \approx -b \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \ln \left[\sin \left(\frac{\pi \cdot b}{2 \cdot B} \right) \right] \quad [\text{m}] \quad (2.4)$$

¹⁷ Vgl. [TA S. 95].

¹⁸ Vgl. [BRÄUER S.11-12].

Als praktische Grenzen für die Dimensionierung gilt es vor allem darauf zu achten, dass jegliche Abmessungen klein zur Resonanzwellenlänge λ_0 sind, wodurch vor allem im Resonatorhals aber auch im Volumen V eine Wellenausbreitung möglichst unterdrückt und ein quasilinearer Druckverlauf angenommen werden kann. Außerdem existieren Untersuchungen bezüglich verschiedener Einflüsse des Abstands zwischen innerer Schlitzöffnung und Rückwand.¹⁹

Bei der Dimensionierung der für diese Arbeit umgesetzten Einzelschlitzresonatoren wurde ähnlich wie bei der Realisierung des Plattenresonators (vgl. Abschnitt 2.2) vorgegangen. Zuerst sind die maximal möglichen Außenabmessungen durch die an den Aufstellungsorten vorherrschenden Platzverhältnisse bestimmt worden. Für den Resonanzabsorber unter dem Studiotisch (2) ergaben sich somit die Außenmaße ($L' \times B' \times H'$) zu $35 \times 20,5 \times 55$ cm. Da aufgrund der erwähnten vorherrschenden Symmetrieverhältnisse der Resonator für die Positionierung hinter dem Esstisch (4) gleich wie der unter dem Keyboard (3) dimensioniert werden sollte, gab letzterer die Grenzen für die Abmessungen, welche somit auf $25 \times 32 \times 66$ cm festgelegt wurden, vor. Die Frontflächen der Resonatoren wurden von jeweils zwei einzelnen gleichgroßen Platten mit einem gewissen Abstand b zueinander gebildet, sodass sich ein Schlitz mit Höhe H und einer der Holzstärke entsprechenden Tiefe l_0 ausbildete. Alle Begrenzungsflächen der Resonatorkorpora mit Ausnahme der Frontplatte des Resonators unter dem Studiotisch (2) wurden aus 12 mm dickem MDF-Holz gefertigt. Für die letztgenannte Fläche kam 19 mm starkes MDF-Holz zum Einsatz, um so eine Verlängerung des Resonatorhalses l_0 zu erzielen. Aus den genannten Außenabmessungen ergaben sich somit die eingeschlossenen Luftvolumina $V = 30,4 \text{ dm}^3$ für den Resonator unter dem Studiotisch (2) und $V = 42,5 \text{ dm}^3$ für die Resonatoren unter dem Keyboard (3) bzw. hinter dem Esstisch (4). Mithilfe von Gl. (2.3) und Gl. (2.4) wurde dann auf die jeweils notwendigen Schlitzbreiten b rückgerechnet. Für die beiden seitlichen Resonatoren ergab sich somit für die angestrebte Resonanzfrequenz $f_0 \approx 130$ Hz eine Schlitzbreite $b \approx 1,9$ cm. Um mit dem unter dem Studiotisch verbauten Absorber eine Resonanzfrequenz $f_{0,geplant} \approx 75$ Hz erreichen zu können, hätte der Schlitz eine Breite $b_{geplant} \approx 4$ mm aufweisen müssen. Bei der handwerklichen Fertigung dieses Absorbers ergab sich allerdings aufgrund der trotz des längeren Resonatorhalses $l_0 = 19$ mm äußerst kleinen Schlitzbreite $b_{geplant}$ eine praxisrelevante Ungenauigkeit, was zu einer verringerten Schlitzbreite $b \approx 3$ mm und Resonanzfrequenz $f_0 \approx 70$ Hz führte. Zur Erhöhung des Strömungsflusswiderstands \mathcal{R} (vgl. Abschnitt 2.3.2) wurden alle Resonatorschlitze innenseitig mit dem Freudenberg SoundTex C 1986 SP²⁰ Akustikvlies²¹ abgeklebt. Anders als beim Plattenresonator wurde hier in den Volumina V kein weiteres poröses Material eingebracht. Eine Befüllung hätte zu einem die

¹⁹ Vgl. [MEISTER S.74-78], [BRAUN S. 25 – 27], [BRÄUER S. 27].

²⁰ Vgl. http://www.trockenbau-akustik.de/wiw_trockenbau/pdf/3013713-7.pdf für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

²¹ Für diese Arbeit frei zur Verfügung gestellt von Fa. FURAL Systeme in Metall GmbH

Kosten wesentlich erhöht und zum anderen vermutlich auch zumindest die innenseitige Mündungskorrektur Δl und Strömungsflussimpedanz $\mathcal{W}_\pm(\omega)$ (vgl. Abschnitt 2.3.2) auf unbestimmte Art und Weise beeinflusst. Optische Eindrücke von den fertigen Resonanzabsorbern am jeweiligen Aufstellungsort sollen durch Abb. 2.11 und Abb. 2.12 gewährleistet werden.



Abb. 2.11: Einzelschlitzresonator unter Studiotisch (2)



Abb. 2.12: Einzelschlitzresonator unter Keyboard (3) und hinter Esstisch (4)

2.3.2 Äquivalente Absorptionsfläche

Weiters werden hier Untersuchungen für Helmholtzresonatoren bezüglich ihrer sogenannten äquivalenten Absorptionsfläche A angestellt. Diese Größe ist maßgebend für die Beschreibung der Effizienz und des Absorptionsverlaufs über der Frequenz von Resonanzabsorbern. Sie bezeichnet den theoretisch notwendigen Flächeninhalt eines geöffneten Fensters in einem sonst schallhart abgeschlossenen Raum, durch welches dieselbe Schallenergie verloren gehen würde wie durch den anstelle des Fensters eingebrachten Absorber. Für eine Vereinfachung der Ausdrücke soll in nachfolgenden Betrachtungen von einer kreisförmigen Öffnung mit Radius a anstelle des Schlitzes und einer planen Positionierung, also so, dass die Öffnung eben in und das Volumen V hinter einer schallharten Begrenzungsfläche liegt, ausgegangen werden. Diese Anordnung ist in nachfolgender Abb. 2.13 auch grafisch dargestellt.

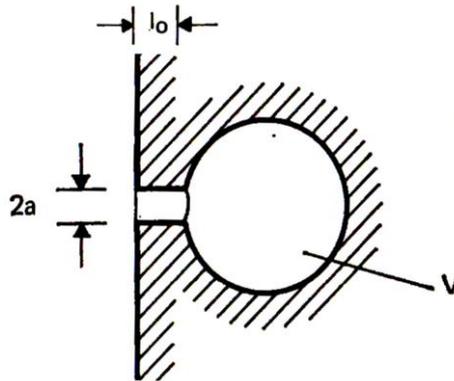


Abb. 2.13: Plane Einzellochabsorberanordnung in schallharter Begrenzungsfläche [CREMER MÜLLER S. 173]

Aus der statistischen Raumakustik ist bekannt, dass die an einer zum Beispiel mit porösen Absorbern versehenen Wand verlorene Leistung $P_W(\vartheta, f)$ in Zusammenhang mit der unter einem Winkel ϑ auf die Flächeneinheit der Wand auftreffenden Schallintensität $J_a(\vartheta)$ und der frequenzabhängigen äquivalenten Absorptionsfläche $A(f)$ dieser absorbierenden Begrenzungsfläche steht.

$$P_W(\vartheta, f) = J_a(\vartheta) \cdot A(f) \quad [\text{W}] \quad (2.5)$$

Dieser Zusammenhang soll nun auch für die Bestimmung der vorerst vom Einfallswinkel und der Kreisfrequenz des einfallenden Schalls $\omega = 2\pi f$ abhängigen äquivalenten Absorptionsfläche $A(\vartheta, \omega)$ von Einzelhelmholtzresonatoren dienen.

$$A(\vartheta, \omega) = \frac{P_v(\omega)}{J_a(\vartheta)} \quad [\text{m}^2] \quad (2.6)$$

Die vom Einfallswinkel abhängige Schallintensität $J_a(\vartheta)$ ist dabei relativ einfach zu bestimmen.

$$J_a(\vartheta) = \frac{\tilde{p}_+^2}{Z_0} \cos(\vartheta) \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] \quad (2.7)$$

Dabei ist \tilde{p}_+ der Effektivwert des Schalldrucks der auf die Mauer zulaufenden Schallwelle und Z_0 die Schallkennimpedanz des Mediums unmittelbar vor der Wand (für Luft bei Raumtemperatur gilt $Z_0 \approx 412 \text{ Ns/m}^3$).

$P_v(\omega)$ aus Gl. (2.6) beschreibt die im Resonator verlorene akustische Leistung.

$$P_v(\omega) = \mathcal{R} \tilde{q}(\omega)^2 \quad [\text{W}] \quad (2.8)$$

Dabei ist \mathcal{R} der akustische Strömungsflusswiderstand, welcher durch die Reibungen an den Resonatorhalsbegrenzungsflächen von sich aus gegeben ist, aber durch die Einbringung von porösen Materialien in bzw. direkt vor und/oder nach der Resonatoröffnung deutlich erhöht werden kann. Für den Ausdruck $\tilde{q}(\omega)$, welcher den Effektivwert des frequenzabhängigen Schallflusses durch den Resonatorhals beschreibt, sind weiterführende Überlegungen notwendig.

Betrachtet man den Schalldruck p_+ einer vorerst auf eine schallharte Wand zulaufenden Schallwelle, so wird klar, dass sich dieser Druck direkt an der Begrenzungsfläche unabhängig vom Einfallswinkel ϑ zu $2p_+$ verdoppeln wird. Läuft selbiger Schalldruck p_+ allerdings in eine rechtwinkelige Kante oder Ecke, so vervierfacht sich dieser zu $4p_+$ bzw. verachtfachet sich gar zu $8p_+$. Für eine leichtere Handhabung dieses Umstands in der Praxis, wurde der sogenannte Anordnungsfaktor k_A eingeführt.²² Dieser ist je nach Positionierung des Resonators wie folgt zu wählen.

- bei freistehender Aufstellung im Raum (eher selten): $k_A = 0,5$
- bei Positionierung in/an einer Begrenzungsfläche: $k_A = 1$
- bei Positionierung in einer rechtwinkligen Raumkante: $k_A = 2$
- bei Positionierung in einer rechtwinkligen Ecke: $k_A = 4$

Durch die kleine Öffnung des Resonators ist der einfallende Schalldruck $2p_+k_A$ allerdings bemüht, einen Schallfluss $q(\omega)$ durch diese Öffnung hervorzurufen. Für diese Flusserregung müssen jedoch zwei sich addierende verschiedene komplexe Flussimpedanzen \mathcal{W} überwunden werden.

$$q(\omega) = \frac{2p_+k_A}{\mathcal{W}_+(\omega) + \mathcal{W}_-(\omega)} \left[\frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] \quad (2.9)$$

²² Vgl. [FASOLD VERES S. 95].

Für die Strömungsflussimpedanz $\mathcal{W}_+(\omega)$ in Richtung Volumen V gilt folgender Ausdruck.

$$\mathcal{W}_+(\omega) = \mathcal{R} + i \left(\begin{array}{c} \text{Masse des Luftpfropfens mit} \\ \text{innenseitiger Mündungskorr.}^{23} \\ \frac{\omega \rho (l_0 + \Delta l)}{\pi a^2} \end{array} - \begin{array}{c} \text{Steifigkeit des einge-} \\ \text{schlossenen Luftvolumens}^{24} \\ \frac{\rho c^2}{\omega V} \end{array} \right) \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^5} \right] \quad (2.10)$$

Dabei ist ρ die Dichte des Mediums, welches sich direkt vor bzw. in dem Resonator befindet (für Luft bei Raumtemperatur gilt $\rho \approx 1,2 \text{ kg/m}^3$).

Für die Bestimmung der Strahlungsflussimpedanz $\mathcal{W}_-(\omega)$ vom Resonatorvolumen V weg in Richtung Freiraum aus Gl. (2.9) soll nun davon ausgegangen werden, dass der Schallfluss q im Resonatorhals nicht durch die auftreffende Schallwelle, sondern durch eine sich in der Öffnung befindende Schallquelle erzeugt wird. Diese Schallquelle kann als kugelförmig mit Ruheradius r_0 betrachtet werden, wobei die abstrahlende Welle durch mit der Wellenform übereinstimmende geringfügige Änderungen des Ruheradius r_0 erzeugt wird. Es wirkt so, als würde die Quelle quasi „atmen“. Wenn diese Kugelschallquelle also frei im Raum positioniert wird, kann sich die erzeugte Schallwelle in alle Raumrichtungen gleichmäßig ausbreiten. Befindet sich jene Quelle allerdings direkt an einer schallharten Begrenzungsfläche, so kann nur noch eine halbkugelförmige Welle abgestrahlt werden. Bei einer Positionierung in einer rechtwinkligen Raumkante oder Ecke kann sich die erzeugte Welle sogar nur noch viertelkugel- bzw. achteckförmig ausbreiten. Aus diesem Grund kann die durch den Aufstellungsort beeinflusste Oberfläche der abgestrahlten Welle in den nachfolgenden Gleichungen erneut mithilfe des Anordnungsfaktors k_A beschrieben werden. Durch die in der Einleitung von Abschnitt 2.3.2 erwähnte Anordnung entsteht hier also eine Schallwelle, die halbkugelförmig von der Resonatoröffnung in den Freiraum abgestrahlt wird. Diese Beschreibung ist auch in Abb. 2.14 grafisch veranschaulicht.

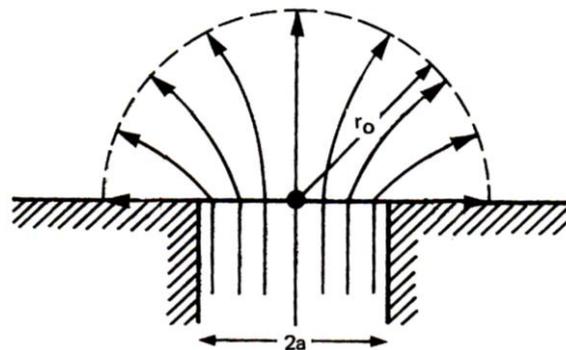


Abb. 2.14: Prinzip der Luftbewegung aus dem Resonatorhals, „atmende Kugel“ [CREMER MÜLLER S. 174]

²³ Vgl. [EA S. 20].

²⁴ Vgl. [EA S. 19].

Betrachtet man nun die Wirkleistung P dieser Schallwelle, also jenen Teil der abgestrahlten Leistung, bei dem Druck und Schnelle in Phase sind, so bleibt diese Größe für jede beliebige jedoch der Form der Welle entsprechenden Fläche mit Entfernung r vom Quellenmittelpunkt konstant.

$$P = \frac{2\pi r^2 \tilde{p}(r)^2}{Z_0 k_A} \quad [\text{W}] \quad (2.11)$$

Dabei beschreibt $\tilde{p}(r)$ den Effektivwert des Schalldrucks der abgestrahlten Schallwelle im Abstand r . Dieser Druck p lässt sich wiederum über den „divergierenden“ Anteil der allgemeinen Lösung der Helmholtzgleichung²⁵ für kugelsymmetrische Felder bestimmen.

$$p = p_0 \frac{r_0}{r} e^{-ik(r-r_0)} \quad [\text{Pa}] \quad (2.12)$$

Dabei beschreibt $k = 2\pi/\lambda$ die Kreiswellenzahl²⁶ und p_0 den Schalldruck unmittelbar an der Quellenoberfläche. Dieser lässt sich über den Zusammenhang der örtlichen Ableitung des Schalldrucks p zur Schnelle v ²⁷ sowie die im Nahfeld herrschende Bedingung, dass aufeinanderfolgende „Kugelschalen“ immer vom selben Schallfluss $q \sim vr^2$ durchsetzt werden, wie folgt schreiben.

$$p_0 = \frac{i\omega\rho}{1 + ikr_0} \frac{q_0}{2\pi r_0} k_A \quad [\text{Pa}] \quad (2.13)$$

Führt man nun Gl. (2.12) und Gl. (2.13) zusammen, erhält man für den Schalldruck p nachfolgenden Zusammenhang.

$$p = \frac{i\omega\rho}{2\pi r} q_0 \frac{e^{-ik(r-r_0)}}{1 + ikr_0} k_A \quad [\text{Pa}] \quad (2.14)$$

Unter der Voraussetzung, dass $kr_0 \ll 1$ ist, kann hier von einem „Punkstrahler“ gesprochen werden. Der von dieser Quelle resultierende Schalldruck p lässt sich wie folgt ausdrücken.

$$p = \frac{i\omega\rho}{2\pi} q_0 \frac{e^{-ikr}}{r} k_A \quad [\text{Pa}] \quad (2.15)$$

Da es nun möglich ist, den Schalldruck p vollständig zu beschreiben, können Gl. (2.11) und Gl. (2.15) zu nachfolgendem Ausdruck kombiniert werden.

$$P = \frac{\omega^2 \rho^2}{2\pi \rho c} \tilde{q}_0^2 k_A = \rho c \frac{k^2}{2\pi} \tilde{q}_0^2 k_A = Z_0 \frac{2\pi}{\lambda^2} \tilde{q}_0^2 k_A \quad [\text{W}] \quad (2.16)$$

²⁵ Vgl. [RA S. 17].

²⁶ Vgl. [RA S. 19].

²⁷ Vgl. [CREMER MÜLLER S. 176].

Aus dem Vergleich von Gl. (2.16) mit Gl. (2.8) wird ersichtlich, dass der Faktor, mit dem der quadratische Effektivwert des Schallflusses \tilde{q}_0^2 für den Erhalt der Wirkleistung P multipliziert werden muss, dem Strahlungsflusswiderstand, also dem Realteil der gesuchten Strahlungsflussimpedanz $\mathcal{W}(\omega)$, entspricht. Beim Imaginärteil der gesuchten Größe werden noch die mit der Mündungskorrektur Δl bestimmten nach außen hin mit zu beschleunigenden Luftmassen berücksichtigt. Somit lässt sich nun auch die gesuchte Strahlungsflussimpedanz $\mathcal{W}(\omega)$ in Richtung Freiraum vollständig beschreiben.

$$\mathcal{W}(\omega) = Z_0 \frac{2\pi}{\lambda^2} k_A + i \frac{\omega \rho \Delta l}{\pi a^2} \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^5} \right] \quad (2.17)$$

Dadurch lässt sich jetzt auch der durch den Schalldruck $2p_+$ resultierende Schallfluss $q(\omega)$ nach Gl. (2.9) und in weiterer Folge auch die im Resonator verlorene akustische Leistung $P_v(\omega)$ nach Gl. (2.8) bestimmen. Somit können alle benötigten Größen aus Gl. (2.6) beschrieben werden und für die vom Einfallswinkel ϑ und der Kreisfrequenz ω abhängige äquivalente Absorptionsfläche $A(\vartheta, \omega)$ ergibt sich der nachfolgende Ausdruck.

$$\begin{aligned} A(\vartheta, \omega) &= \frac{P_v(\omega)}{J_a(\vartheta)} = \frac{\mathcal{R}Z_0}{\cos(\vartheta)} \left| \frac{q}{p_+} \right|^2 \\ &= \frac{\frac{4\mathcal{R}Z_0}{\cos(\vartheta)} k_A^2}{\left(\mathcal{R} + Z_0 \frac{2\pi}{\lambda^2} k_A \right)^2 + \left(\frac{\omega \rho (l_0 + 2\Delta l)}{\pi a^2} - \frac{\rho c^2}{\omega V} \right)^2} \quad [\text{m}^2] \end{aligned} \quad (2.18)$$

Nun soll die in Hinblick auf die statistische Raumakustik relevante vom Einfallswinkel ϑ unabhängige äquivalente Absorptionsfläche $A_m(\omega)$ durch Integration über alle Einfallswinkel ermittelt werden.²⁸

$$\begin{aligned} A_m(\omega) &= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} A(\vartheta, \omega) \cos(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta \\ &= \frac{4\mathcal{R}Z_0 k_A^2}{\left(\mathcal{R} + Z_0 \frac{2\pi}{\lambda^2} k_A \right)^2 + \left(\frac{\omega \rho (l_0 + 2\Delta l)}{\pi a^2} - \frac{\rho c^2}{\omega V} \right)^2} \quad [\text{m}^2] \end{aligned} \quad (2.19)$$

Betrachtet man weiters den von allgemeinen schwingfähigen Systemen bekannten Fall der Resonanz, so heben sich hier in diesem Zustand die Imaginärteile der beiden Flussimpedanzen \mathcal{W} auf, wodurch der Betrag von diesen minimal wird. Da die Flussimpedanzen \mathcal{W} lediglich im Nenner der äquivalenten Absorptionsfläche $A_m(\omega)$ auftreten, wird folglich in diesem Fall der Maximalwert A_{max} des äquivalenten Absorptionsflächenverlaufs $A_m(\omega)$ für die jeweilige Resonatorkonfiguration erreicht.

²⁸ Vgl. [RA S. 66].

$$A_m(\omega_0) = A_{max} = \frac{4 \mathcal{R} Z_0 k_A^2}{\left(\mathcal{R} + Z_0 \frac{2\pi}{\lambda_0^2} k_A \right)^2} = \frac{\frac{\lambda_0^2}{2\pi} k_A}{\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left(\frac{\mathcal{R} \lambda_0^2}{2\pi Z_0 k_A} + \frac{2\pi Z_0 k_A}{\mathcal{R} \lambda_0^2} \right)} \quad [\text{m}^2] \quad (2.20)$$

Wenn nun einzig die Spitze der äquivalenten Absorptionsfläche A_{max} möglichst hoch sein soll, so lässt sich dies durch Anpassung des Strömungsflusswiderstands \mathcal{R} an den Strahlungsflusswiderstand erreichen.

$$\mathcal{R} = Z_0 \frac{2\pi}{\lambda_0^2} k_A \quad \left[\frac{\text{Ns}}{\text{m}^5} \right] \quad \Rightarrow \quad A_{max,max} = \frac{Z_0}{\mathcal{R}} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi} k_A \quad [\text{m}^2] \quad (2.21)$$

Die dadurch erhaltene höchstmögliche Spitze $A_{max,max}$ des äquivalenten Absorptionsflächenverlaufs $A_m(\omega)$ entspricht somit dem umgeformten Zähler aus Gl. (2.20). Diese Fläche wird auch häufig als „Wirkungsquerschnitt“ bezeichnet und entspricht einem Quadrat mit der äquivalenten Kantenlänge $e_{\text{äqu}} \approx 0,4 \cdot \lambda_0 \sqrt{k_A}$.²⁹ Ein Nachteil einer solchen Konfiguration ist allerdings die daraus resultierende hohe Güte des Resonators, was eine äußerst schmale Wirkungsbandbreite zur Folge hat.³⁰ Außerdem zeigen solche Helmholtzresonatoren auch im Hinblick auf eine eventuell erwünschte Verringerung der Nachhallzeit T ein eher nachteiliges Verhalten, solange es sich nicht um äußerst große Säle mit entsprechend hohen erwünschten Nachhallzeiten T von mehr als ~ 2 s handelt (vgl. Kapitel 3.3). Darum werden Resonanzabsorber in der Praxis meist nur mit von Gl. (2.21) abweichenden erhöhten Strömungsflusswiderständen \mathcal{R} dimensioniert. Außerdem ist in der Praxis nur äußerst selten der genaue Wert des akustischen Strömungsflusswiderstands \mathcal{R} bekannt, weshalb es meist nicht möglich ist, den genauen Verlauf der äquivalenten Absorptionsfläche A zu berechnen. Um allerdings eine hohe Wirkungsbandbreite, also eine geringe Güte, und zugleich auch eine große bei gegebener Resonanzfrequenz f_0 resultierende äquivalente Absorptionsfläche A_{max} zu erzielen, hat sich gezeigt, dass ein möglichst großes Volumen V unter Einhaltung der vorhin erwähnten Bedingungen erstrebenswert ist.³¹ In Abb. 2.15 ist dieser Sachverhalt für eine aus der Praxis entnommene beispielhafte Dimensionierung grafisch veranschaulicht.

²⁹ Vgl. [CREMER MÜLLER S. 172-177]

³⁰ Vgl. [EA S. 69].

³¹ Vgl. [CREMER MÜLLER S. 178].

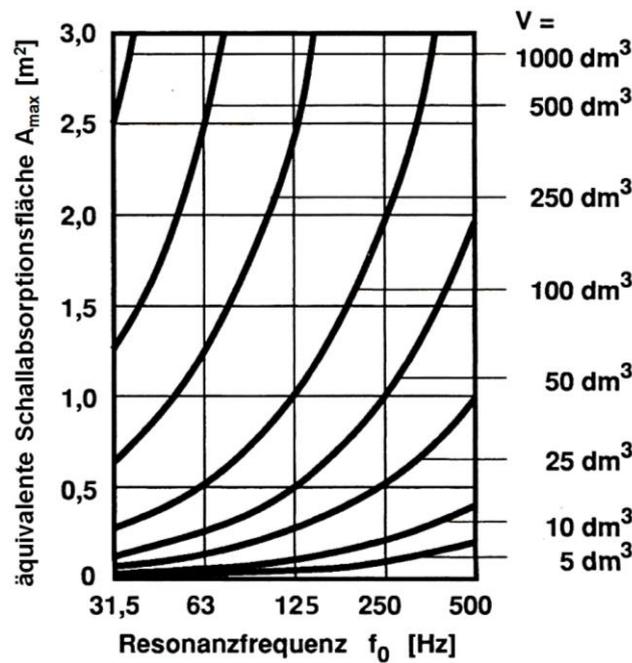


Abb. 2.15: Resultierende äquivalente Schallabsorptionsfläche A_{max} bei gewisser Resonanzfrequenz f_0 für verschieden große Volumina V [FASOLD VERES S. 93]

2.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde sowohl der Zustand als auch die Auswahl der gewählten Absorberpositionen beschrieben sowie die jeweils dafür passenden Absorbertypen bestimmt. Weiters wurden die theoretischen Grenzen, die bei der Realisierung von Resonanzabsorbern eingehalten werden sollten, aufgeführt und der Dimensionierungsablauf für die im Zuge dieser Arbeit erstellten Resonanzabsorber erklärt. Zudem wurde noch das Zustandekommen der äquivalenten Absorptionsfläche A von Helmholtzresonatoren theoretisch hergeleitet. Im nachfolgenden Kapitel sollen nun die Auswirkungen der im Raum eingebrachten Resonatoren messtechnisch festgehalten werden.

3 Validierungsmessungen

Um die unterschiedlichen raumakustischen Auswirkungen jedes einzelnen konstruierten Resonanzabsorbers veranschaulichen zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Messungen durchgeführt. Vordergründig sollen hier die Messungen der relativen Schalldruckpegelverläufe (vgl. Abschnitt 3.2) sein. Um dennoch auch die Auswirkungen auf die Nachhallzeit T festhalten zu können, wurde auch diese Größe gemessen (vgl. Abschnitt 3.3). Zudem wurden nachfolgend zu den ermittelten Diagrammen Überlegungen zu deren jeweiligen Zustandekommen angestellt.

3.1 Messaufbau

Die in den folgenden Abschnitten angeführten Messergebnisse wurden unter gewöhnlicher Wohnraumtemperatur und Luftfeuchtigkeit am 23.05.2016 im unter Kapitel 1.1 beschriebenen Raum mit dem nachfolgend erklärten Messaufbau ermittelt. Das verwendete Audiointerface war das Focusrite Liquid Saffire 56³² mit Seriennummer LS6116307175 und Firmware Version 2761. Der Hochpassfilter wurde für die Messungen deaktiviert. Zur Steuerung des Interfaces wurde die Focusrite Saffire MixControl 3.4 Software am Windows Studio-PC ausgeführt. Darin wurde die Pre-amp Emulation auf FLAT und der Harmonics Regler auf 0 gestellt, um mit einem möglichst linearen und verzerrungsarmen Verstärkerfrequenzgang messen zu können. Außerdem wurde, obwohl ohnehin nur Relativmessungen durchgeführt wurden und von Seiten der elektroakustischen Wandler weitaus größere Nichtlinearitäten zu erwarten waren, der Frequenzgang des Audiointerfaces mithilfe einer Kalibrierungsmessung, bei der der Ausgang direkt mit dem Eingang verkabelt wurde, linearisiert. Bei den nachfolgenden Messungen war das Beyerdynamic MM 1³³ Messmikrofon mit Artikelnummer 449350 und Seriennummer 13642 mit dem Mikrofoneingang 1 des Audiointerfaces verbunden. Obwohl das Mikrofon diffusfeldentzerrt ist und zumindest an der Abhörposition annähernde Freifeldbedingungen herrschten, wurde keine entsprechende Entzerrung vorgenommen, da die daraus resultierenden Fehler hauptsächlich den höheren Frequenzbereich betreffen und außerdem nur Relativmessungen durchgeführt wurden. Als Schallquellen

³² Vgl. <http://focusrite.de/firewire-audio-interfaces/liquid-saffire-56> für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

³³ Vgl. <http://www.beyerdynamic.de/shop/mm-1.html> für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

wurden an den Monitor-Ausgängen 1 und 2 desselben Audiointerfaces jeweils ein Neumann KH 120 A G³⁴ Studiolausprecher mit Artikelnummer 503930 und Seriennummer 3393554843 bzw. 3383554219 angeschlossen. Der Acoustical Controls Low-Mid Pegelsteller war bei beiden Lautsprechern auf -1,5 dB eingestellt. Sonst wurden keine Veränderungen am Frequenzgang der Lautsprecher vorgenommen. Der Input Gain Regler nahm eine Dämpfung des Eingangssignals um -15 dB vor, da dies zum optimalsten Signal-/Rauschverhältnis vom tatsächlich abgestrahlten Schallereignis führte.

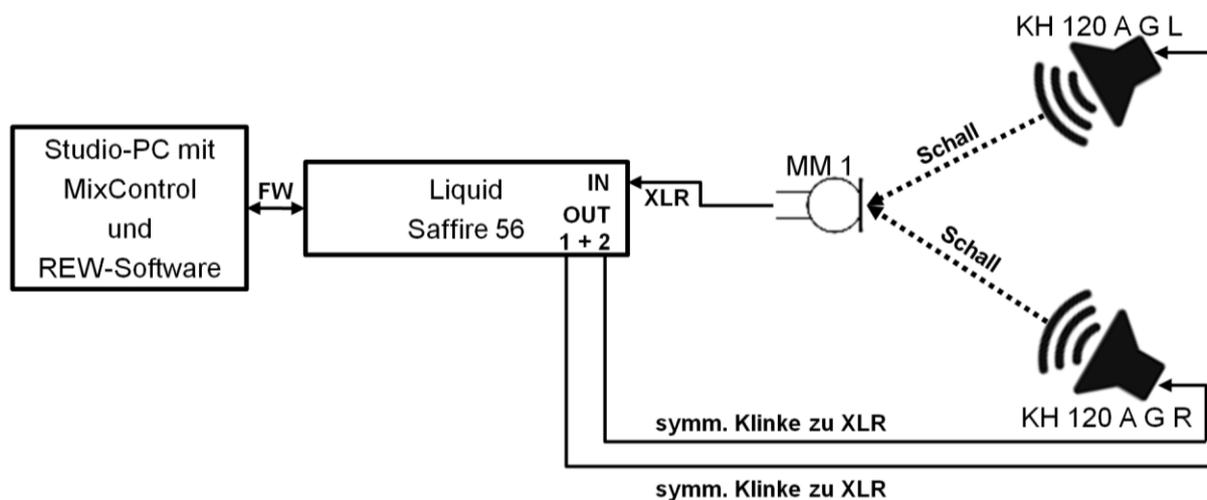


Abb. 3.1: Blockschaltbild des Messaufbaus

Die verwendete Messsoftware war REW V5,14 mit JRE 1.8.0_45 32 bit. Gemessen wurde bei 44,1 kHz Samplerate und 16 bit Auflösung mit logarithmischen Sweeps von 25 – 250 Hz und einem RMS-Pegel von -12 dBFS. Es wurde die maximal einstellbare Länge von 10^6 Samples gewählt, wodurch die Software eine Messdauer von ungefähr 23,8 Sekunden anzeigte. Es wurde pro Messung mit nur einem Sweep, also ohne jeglicher Wiederholungen und Mittelungen, angeregt. Dieses Messsignal wurde bei allen Messdurchgängen zeitgleich von beiden Lautsprechern abgestrahlt. Zur Durchführung der FFT wurden die Impulsantworten mit Tukey 0.25 Fenstern zeitlich vor dem Impuls mit einer Länge von 125 ms und nach selbigem mit einer Länge von 500 ms gefenstert. Somit ergibt sich die Frequenzauflösung der Messungen zu 1,60 Hz.

Das Einpegeln des erwähnten Messaufbaus wurde an der Abhörposition (vgl. Abb. 3.2) durchgeführt. Dabei wurde die Ausgangsdämpfung des Audiointerfaces auf 0 dB gestellt und Rosa Rauschen im Messfrequenzbereich mit einem dem nachfolgenden Sweep entsprechenden Pegel wiedergegeben. Anschließend wurde der Mikrofonverstärker Gain solange erhöht, bis die Software einen Eingangspiegel von ungefähr -18 dBFS RMS erkannt hat. Durch

³⁴ Vgl. http://www.neumann-kh-line.com/neumann-kh/home_de.nsf/root/prof-monitoring_studio-monitors_nearfield-monitors_KH120A für genauere Informationen zum erwähnten Produkt

den Wegfall einer Kalibrierung sind somit auch alle nachfolgenden Messergebnisse in Abschnitt 3.2 nur als Relativpegel und nicht als absolute Schalldruckpegel zu verstehen.

Die Messungen wurden an den drei in Abb. 3.2 blau dargestellten unterschiedlichen Messpositionen im Raum auf einer Höhe von $\sim 1,15$ m durchgeführt. Die Resonanzabsorber wurden dabei entsprechend der roten Nummerierungen in Abb. 3.2 an der jeweiligen Stelle nacheinander eingebracht. Es wurden somit fünf sich unterscheidende raumakustische Zustände an jeweils drei verschiedenen Positionen gemessen.

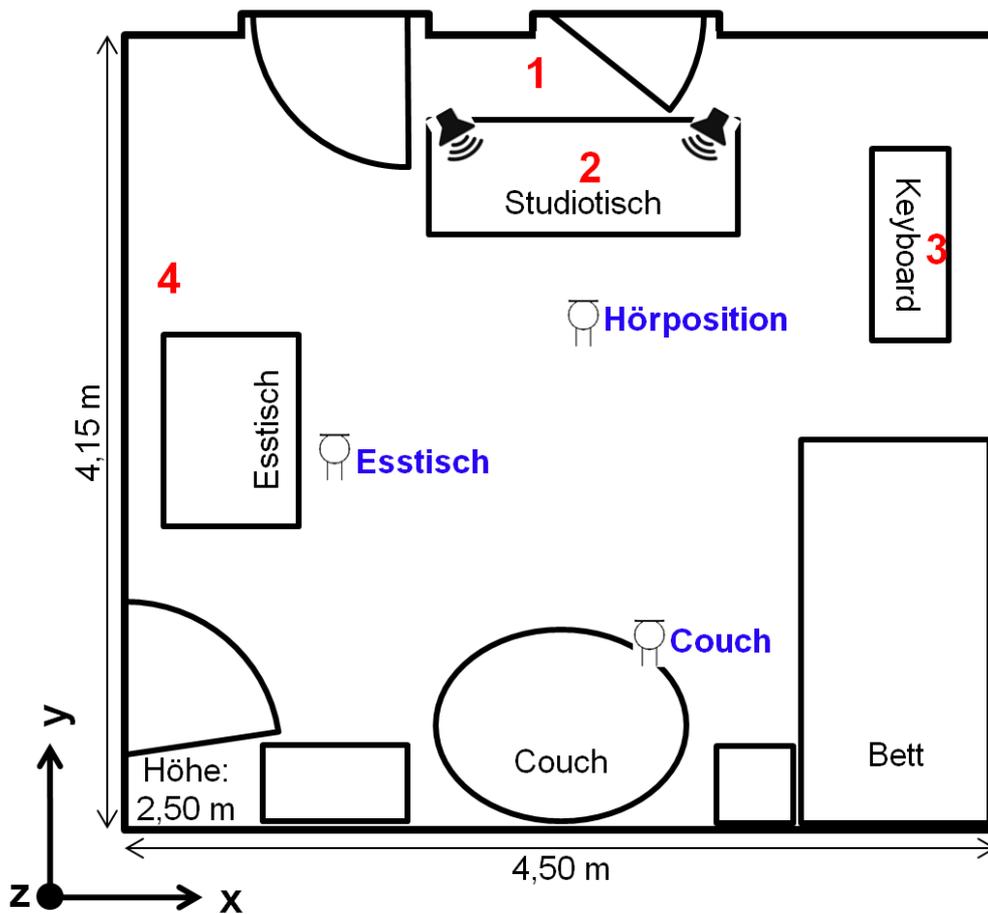


Abb. 3.2: Mess- und Absorberpositionen im Raum

3.2 Messung der relativen Schalldruckpegelverläufe

In den nachfolgenden Abbildungen sind die mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Messaufbau ermittelten relativen Schalldruckpegelverläufe der fünf verschiedenen raumakustischen Zustände für die jeweils drei unterschiedlichen Messpositionen grafisch dargestellt.

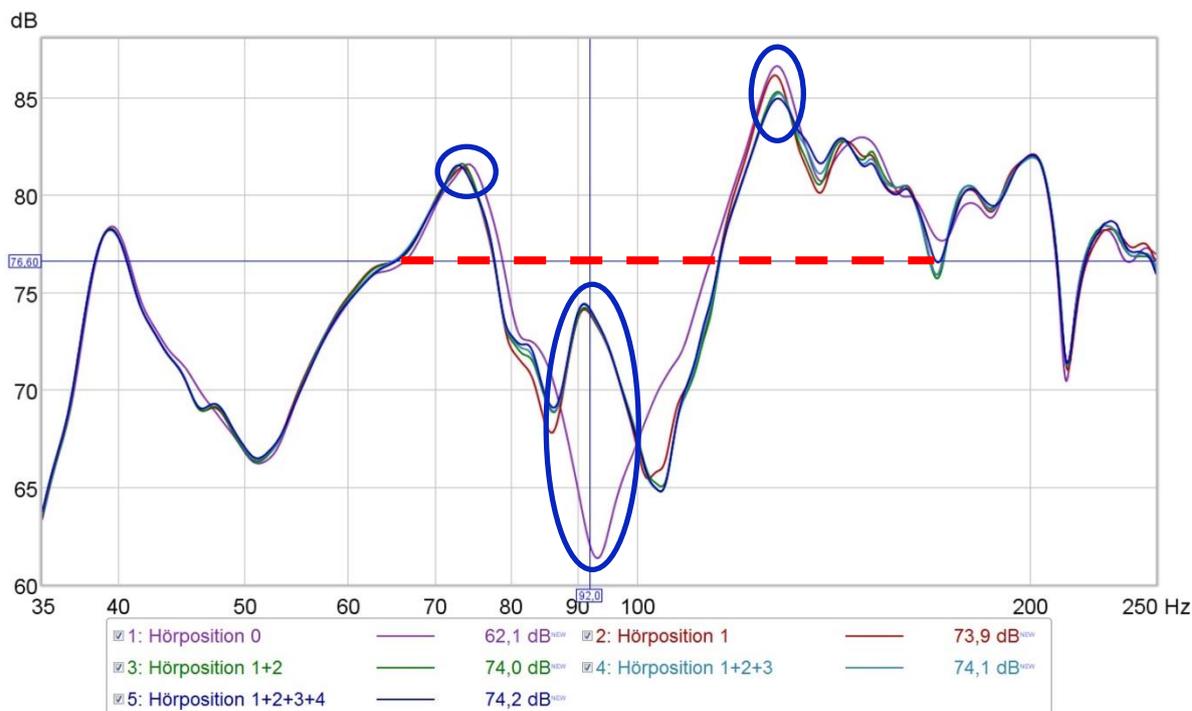


Abb. 3.3: Relative Schalldruckpegelverläufe an der Hörposition bei den fünf unterschiedlichen raumakustischen Zuständen

In Abb. 3.3, also an der Hörposition, lässt sich vor allem der deutliche Pegelgewinn von ~ 12 dB bei ~ 92 Hz sofort erkennen. Man sieht ebenfalls, dass dieser auf den auf selbige Frequenz abgestimmten Plattenresonator hinter dem Studiotisch (1) zurückzuführen ist. Weiters ist im Bereich um ~ 130 Hz eine Pegelreduktion von $\sim 1,5$ dB gemessen worden. Diese ist jedoch nicht nur durch die beiden Einzelschlitzresonatoren an den Positionen (3) und (4) sondern vermutlich auch durch die Einbringung des Absorbers unter dem Studiotisch (2) und die Wirkung des Plattenresonators bei Frequenzen über dessen Resonanzfrequenz f_0 erklärbar. Im Frequenzbereich um ~ 75 Hz lassen sich an der Hörposition keine eindeutigen Veränderungen erkennen.

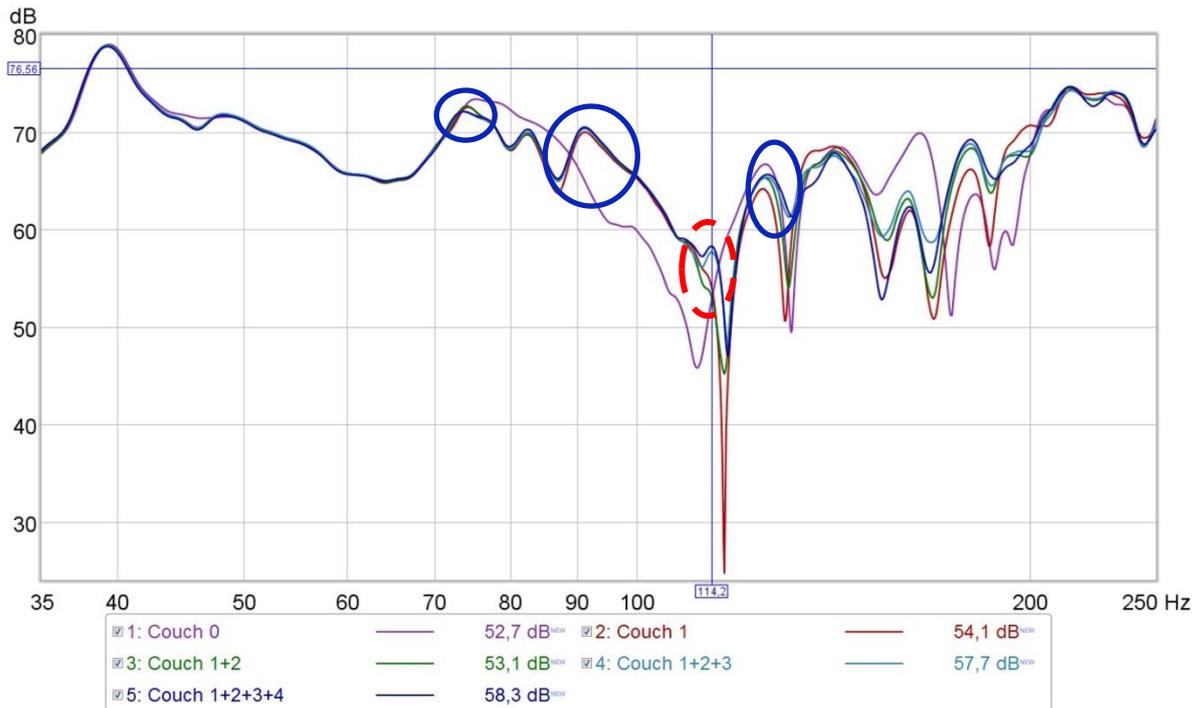


Abb. 3.4: Relative Schalldruckpegelverläufe an der Couch-Messposition bei den fünf unterschiedlichen raumakustischen Zuständen

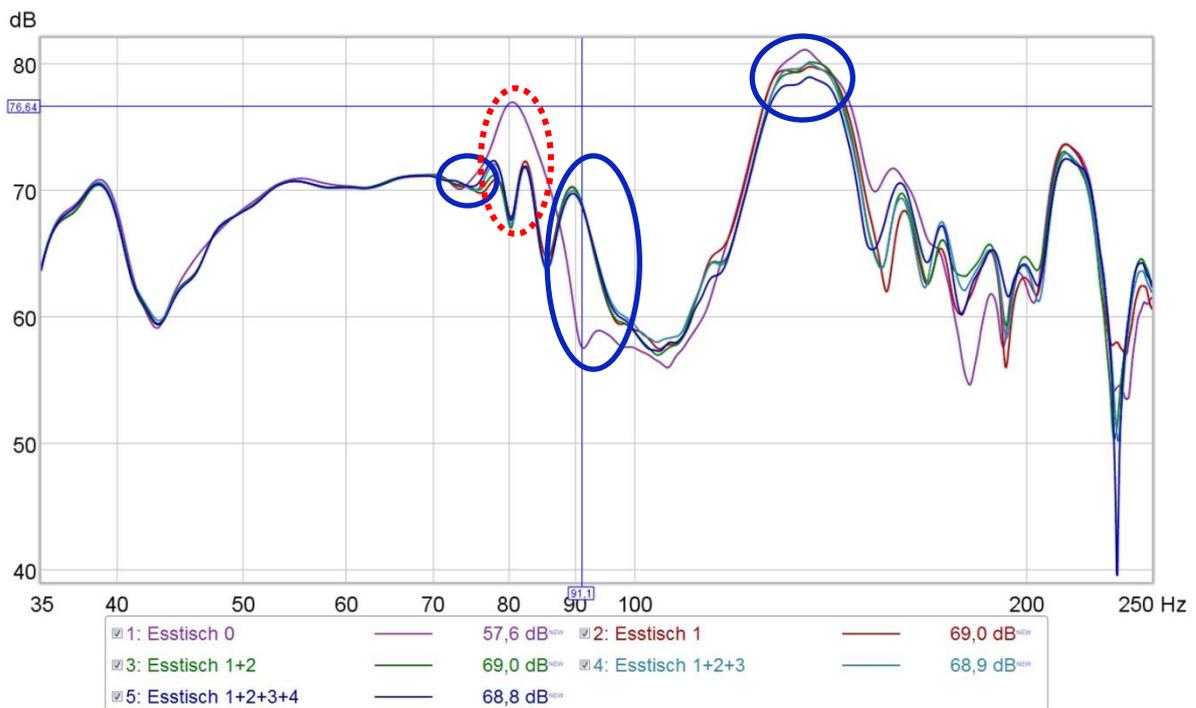


Abb. 3.5: Relative Schalldruckpegelverläufe an der Esstisch-Messposition bei den fünf unterschiedlichen raumakustischen Zuständen

Betrachtet man nun die Diagramme aus Abb. 3.4 bzw. Abb. 3.5, so lässt sich neben den deutlichen Auswirkungen des Plattenresonators in Abb. 3.4 relativ klar eine charakteristische Resonanzüberhöhung im rot markierten Bereich von ~115 Hz durch das Einbringen der Einzelschlitzresonatoren an den Positionen (3) und (4) erkennen.

Mit diesen Erkenntnissen können Überlegungen zum Zusammenhang von Modendämpfung und erzielter Wirkung am gewünschten Abhörort aufgestellt werden. Zieht man zum Beispiel einen Vergleich zu einer im idealen Kundt'schen Rohr mit schallhartem Abschluss stehenden Welle, so ist bekannt, dass sich dort lokale Schalldruckspitzen mit dem doppelten Schalldruck der ursprünglich abgestrahlten Welle und lokale Schalldruckminima, in denen gar kein Wechseldruck gemessen werden kann, ausprägen.³⁵ Überträgt man diese Verhältnisse nun in die typische dem menschlichen Hörempfinden grob angenäherte logarithmische Größe Dezibel, so ergeben sich Maxima zu +6 dB und Minima zu $-\infty$ dB relativ zur abgestrahlten Welle. Wie in Kapitel 2.3.2 bei der Herleitung der äquivalenten Absorptionsfläche A allerdings gezeigt werden konnte, ergibt sich die Dämpfung der einfallenden Schallwelle durch eine absolute Größe, nämlich der im Resonator verlorenen Schallleistung $P_v(\omega)$. Stellt man sich nun den Sachverhalt im Kundt'schen Rohr mit ideal absorbierendem Abschluss vor, so wird ersichtlich, dass sich durch die erzielte vollständige Verhinderung einer rücklaufenden Welle ein gleichmäßiger dem abgestrahlten Schalldruck entsprechender Wechseldruckverlauf im Rohr ergibt. Also obwohl der Schalldruck in den Maxima absolut ausgedrückt gleich viel verringert wie in den Minima erhöht wird, so werden logarithmisch für den zur abgestrahlten Welle geforderten relativen Schalldruckpegel von 0 dB die Maxima lediglich um 6 dB gesenkt, die Minima jedoch um theoretisch ∞ dB angehoben. Dieses Wissen lässt sich auch auf die in dieser Arbeit untersuchten von Raummoden verursachten Unregelmäßigkeiten im Schalldruckpegelverlauf übertragen. Ein Resonanzabsorber mit gewisser äquivalenter Absorptionsfläche A kann also lokale Schalldruckpegelminima deutlich stärker erhöhen als Pegelmaxima reduzieren.

Weiters ist davon auszugehen, dass der Plattenresonator hinter dem Studiotisch (1) aufgrund dessen im Vergleich zu den Einzelschlitzresonatoren deutlich größeren Außenabmessungen auch die größte äquivalente Absorptionsfläche A aller realisierter Resonanzabsorber aufweist. Daher kann man an dieser Stelle nicht feststellen, ob es hinsichtlich der maximal erreichbaren Modendämpfung einen prinzipiellen Unterschied zwischen Platten- und Helmholtzresonatoren gibt.

Um die Ortsabhängigkeit der Wirkung von Resonanzabsorbern, wie sie im Vergleich von Abb. 3.3 bzw. Abb. 3.4 mit Abb. 3.5 in letzterer durch die vom Absorber an Position (4) erzielte deutlich erhöhte Dämpfung bei ~ 130 Hz bereits zu erkennen ist, weiter zu veranschaulichen, wurden auch nach Positionierung der Resonatoren Messungen in derer unmittelbarer Nähe durchgeführt. Der Vergleich der für die Dimensionierung der Resonatoren herangezogenen Messungen mit den Ergebnissen der vorhin erwähnten Messungen, ist in den nachfolgenden Abbildungen grafisch dargestellt. Hier sei allerdings anzumerken, dass durch die Einbringung der Absorber und die Berücksichtigung derer akustischer Wirkweisen die Messpositionen in den jeweiligen Diagrammen nur ungefähr übereinstimmen. Es handelt sich hierbei also nur um grobe Schätzmessungen, bei denen die erhaltenen Graphen auf die Pegelüberhöhung durch die beiden Grundmoden bei ~ 40 Hz abgeglichen wurden.

³⁵ Vgl. [RA S. 39].

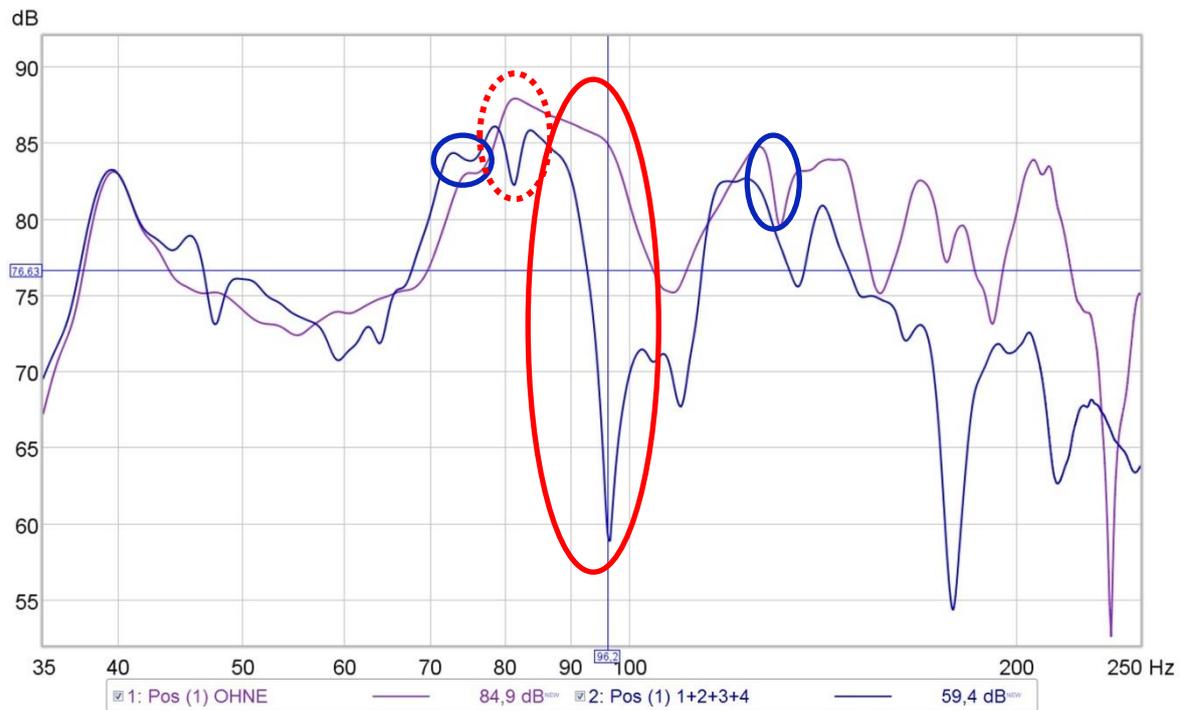


Abb. 3.6: Relative Schalldruckpegelverläufe zum Zustand der entsprechenden Resonatordimensionierung und nach eingebrachten Resonanzabsorbern an Absorberposition (1)

In Abb. 3.6 ist die hohe Dämpfung des Plattenresonators im durchgehend rot markierten Bereich deutlich zu erkennen. Diese korreliert auch relativ genau mit der berechneten Resonanzfrequenz $f_0 \approx 92$ Hz. Die Dämpfung im Bereich der punktierten roten Markierung in Abb. 3.6 lässt sich vermutlich durch die breitbandige Wirkung des Plattenresonators erklären, da im entsprechend markierten Bereich in Abb. 3.5 ebenso eine Veränderung ab der Einbringung des Plattenresonators feststellbar ist.

Auch bei Betrachtung von Abb. 3.7 ist es quasi nicht möglich, eine eindeutige Auswirkung des an Position (2) eingebrachten Absorbers zu erkennen. Die erkennbaren Veränderungen sind hier voraussichtlich lediglich auf die geometrische Verschließung des vorhandenen Luftvolumens, wie sie in Abb. 2.11 veranschaulicht ist, zurückzuführen.

Ebenso ist es bei Untersuchung von Abb. 3.8 und Abb. 3.9 schwierig, eine eindeutig auf die entsprechend positionierten Resonatoren rückschließbare Veränderung zu erkennen. Da allerdings der rot gestrichelte Bereich in Abb. 3.8 bzw. Abb. 3.9 mit den charakteristischen Resonanzüberhöhungen im entsprechend markierten Bereich von Abb. 3.4 ziemlich genau übereinstimmt, ist davon auszugehen, dass hier die akustischen Auswirkungen der Einzelschlitzresonatoren an Position (3) und (4) sichtbar sind.

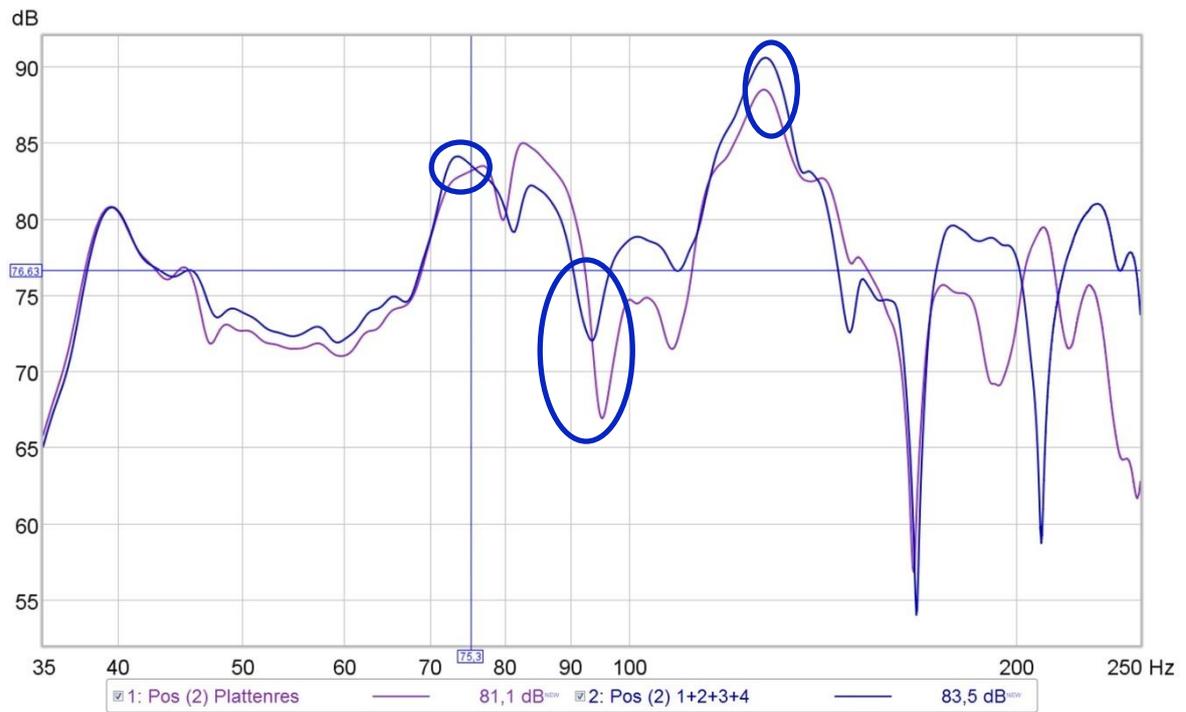


Abb. 3.7: Relative Schalldruckpegelverläufe zum Zustand der entsprechenden Resonatordimensionierung und nach eingebrachten Resonanzabsorberrn an Absorberposition (2)

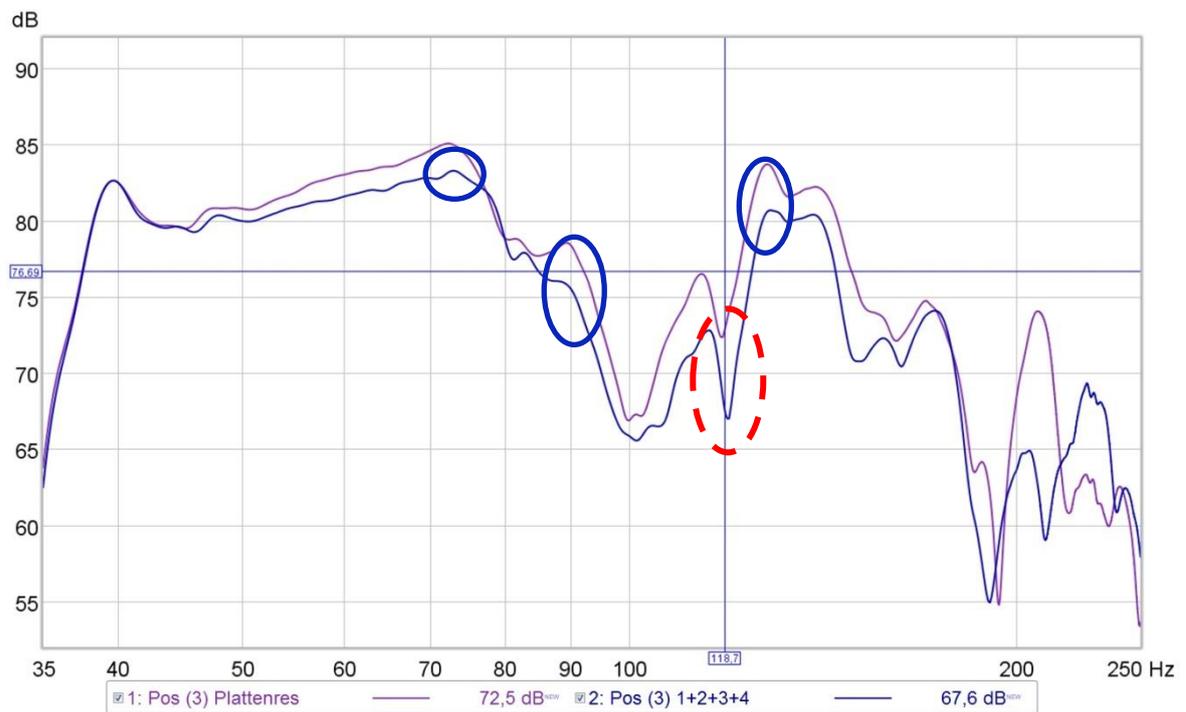


Abb. 3.8: Relative Schalldruckpegelverläufe zum Zustand der entsprechenden Resonatordimensionierung und nach eingebrachten Resonanzabsorberrn an Absorberposition (3)

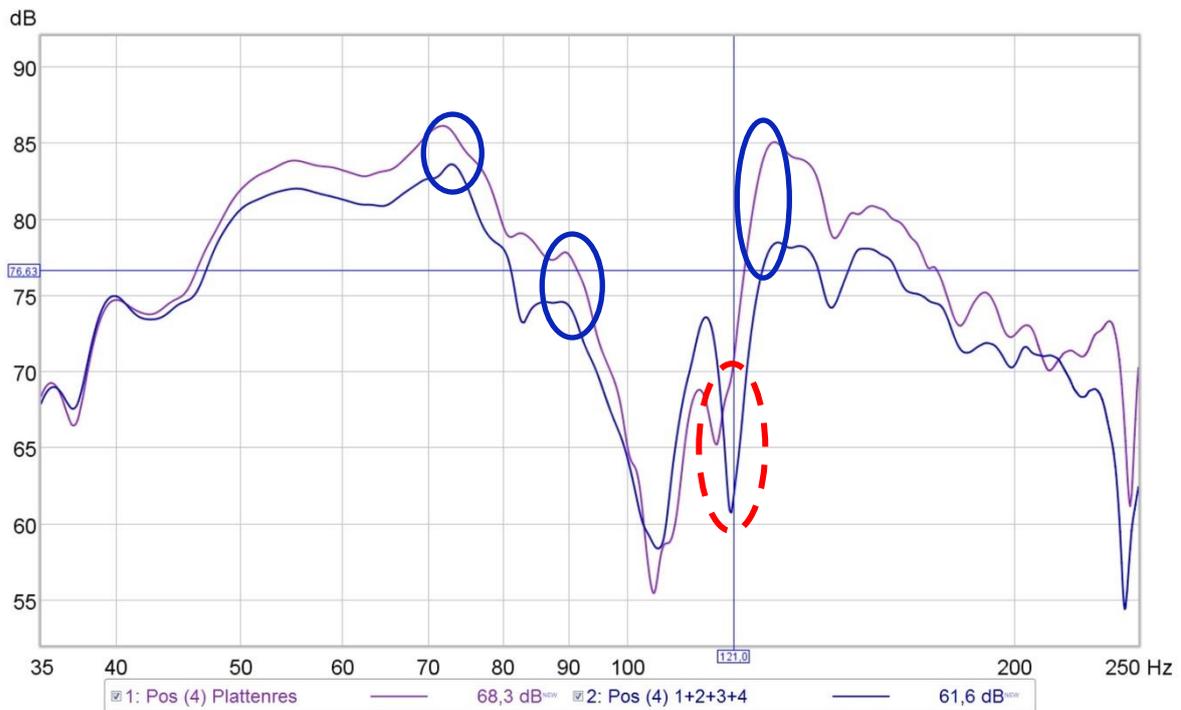


Abb. 3.9: Relative Schalldruckpegelverläufe zum Zustand der entsprechenden Resonatordimensionierung und nach eingebrachten Resonanzabsorbern an Absorberposition (4)

Somit lässt sich sagen, dass die angestrebte Resonanzfrequenz $f_0 \approx 92$ Hz des Plattenresonators ziemlich genau erreicht wurde. Dies liegt sicherlich auch daran, dass die flächenbezogene Masse m_p bei der Dimensionierung bereits sehr gut geschätzt wurde, denn die vor Verbauen der Sperrholzplatte mit herkömmlicher Küchenwaage nachgewogene Masse m zeigte keine relevante Abweichung zur bei den Berechnungen angenommenen. Die Resonanzfrequenzen $f_0 \approx 130$ Hz der beiden seitlich an Position (3) bzw. (4) aufgestellten Einzelschlitzresonatoren wurde nach Abb. 3.4, Abb. 3.8 und Abb. 3.9 nicht genau erreicht, da die Schlitzbreite b in der Praxis mit herkömmlichen Messmitteln zu ungenau eingehalten werden konnte und die Begrenzungsflächen der Korpora nicht ideal schallhart ausgeführt wurden. Zudem hätte deren Wirkung vermutlich erhöht werden können, wenn ihr Volumen V durch Füllung mit porösen Materialien um einen bekannten Faktor akustisch vergrößert worden wäre. Beim Einzelschlitzresonator unter dem Studiotisch (2) konnte praktisch keine akustische Wirkung mehr messtechnisch erfasst werden. Dies ist bestimmt auf dessen für die Resonanzfrequenz $f_0 \approx 75$ Hz zu kleines Volumen V und die etwas weiter von der Frontwand entfernte Aufstellung zurückzuführen. Daher wäre bereits im Vorhinein eine Abstimmung auf eine Resonanzfrequenz f_0 von ebenfalls ~ 130 Hz voraussichtlich sinnvoller gewesen., da im genannten Frequenzbereich auch an dieser Position (2) ohnehin eine markante Schalldruckpegelüberhöhung laut Abb. 2.3 gemessen wurde.

Als Resümee lässt sich festhalten, dass dennoch mit relativ geringem finanziellen Aufwand und ohne die Alltagstauglichkeit des Raumes maßgeblich negativ zu beeinflussen eine deutliche Verbesserung im Amplitudenverlauf an der Abhörposition erreicht werden konnte. Für Bedingungen, die dem rot markierten Verlauf aus Abb. 1.3 bzw. Abb. 3.3 ähneln, müsste allerdings die äquivalente Absorptionsfläche A im Raum noch deutlich erhöht werden.

3.3 Messung der ortsspezifischen Nachhallzeiten

In den nachfolgenden Abbildungen sind die mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Messaufbau ermittelten ortsspezifischen Nachhallzeiten über der Frequenz grafisch dargestellt. Dabei soll hier eine Beschränkung auf die Hörposition und die beiden raumakustischen Zustände 0 bzw. 1+2+3+4, wodurch die gesamte Veränderung dieser Größe sichtbar wird, erfolgen.

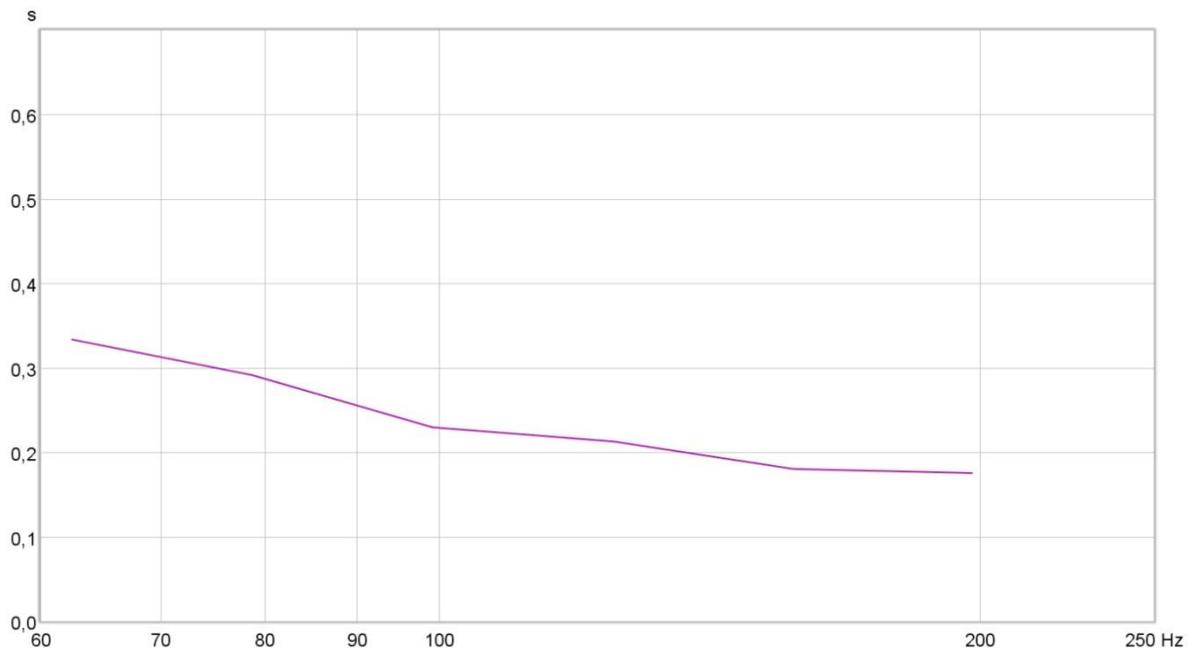


Abb. 3.10: Verlauf der gemessenen T_{30} -Nachhallzeit an der Hörposition zum raumakustischen Zustand 0

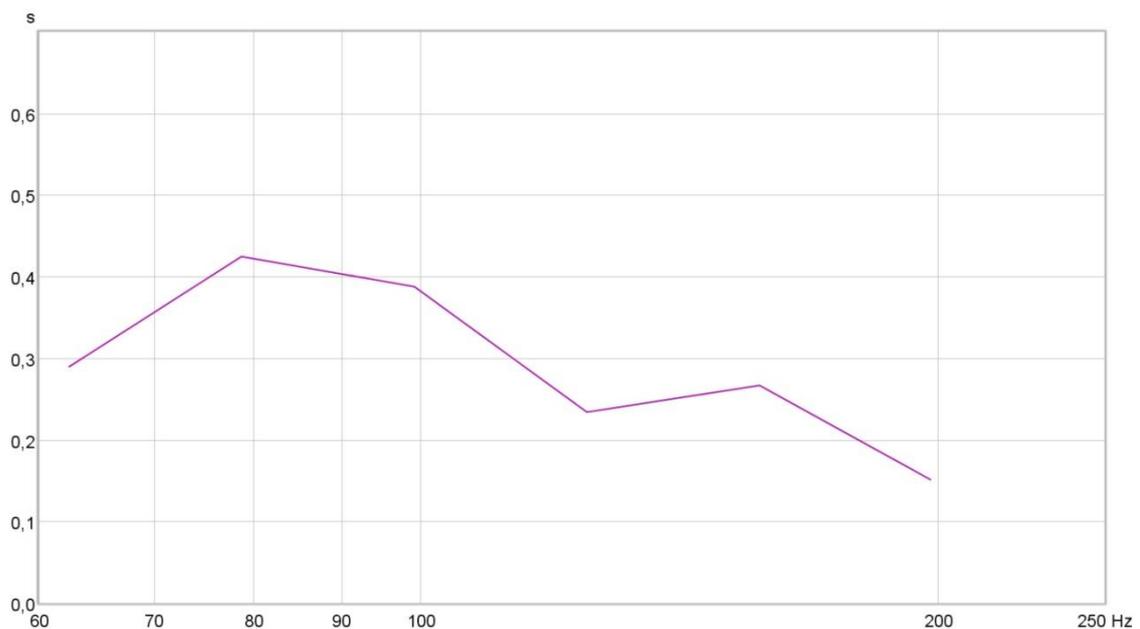


Abb. 3.11: Verlauf der gemessenen T_{30} -Nachhallzeit an der Hörposition zum raumakustischen Zustand 1+2+3+4

Wenn man den gemessenen T_{30} -Nachhallzeitenverlauf aus Abb. 3.10 mit dem aus Abb. 3.11 vergleicht, fällt sofort auf, dass letzterer für beinahe alle gemessenen Terzbänder deutlich höhere Werte liefert. Dies mag auf den ersten Blick etwas verwunderlich wirken, da ja die zweite Messung der mit den eingebrachten Absorbern entspricht. Dabei ist nachfolgende Überlegung allerdings sehr hilfreich beim Versuch, diesen Umstand zu verstehen. Resonanzabsorber beruhen, wie bereits erwähnt, auf dem schwingfähigen Masse-Feder-System-Prinzip. Reale schwingfähige Systeme weisen im Allgemeinen jedoch immer Ein- und Ausschwingvorgänge auf, wobei deren Ausprägung indirekt proportional zur Dämpfung des Systems ist. Somit ergibt sich für jeden Resonanzabsorber dessen eigene Nachhallzeit T_{Res} über den folgenden einfachen Zusammenhang.³⁶

$$T_{Res} = \frac{6\ln(10)}{2\pi\Delta f_H} \approx \frac{2,2}{\Delta f_H} \quad [\text{s}] \quad (3.1)$$

Es wird also deutlich, dass bei Resonatoren mit geringer Halbwertsbreite Δf_H hohe Nachhallzeiten T_{Res} zu erwarten sind. Im Falle der in dieser Arbeit realisierten Absorber, würden sich deren Nachhallzeiten T_{Res} aus den aus Abb. 3.3 bzw. Abb. 3.4 geschätzten 3 dB-Bandbreiten wie folgt ergeben.

$$T_{Plattenres} \approx \frac{2,2}{7} \approx 0,3 \quad [\text{s}] \quad T_{seitl.Schlitzres} \approx \frac{2,2}{4} \approx 0,5 \quad [\text{s}] \quad (3.2)$$

Die während den in Gl. (3.2) angegebenen Nachhallzeiten abgegebenen Energien werden, da sich die Nachhallzeit T des Raumes in einer ähnlichen Größenordnung befindet, zur im Raum ohnehin noch vorhandenen Restenergie addiert. Somit würde die im Zuge dieser Arbeit beobachtete Verlängerung der Nachhallzeit T theoretisch erklärbar sein. Dennoch dürfen Resonanzabsorber auf keinen Fall als verstärkende Elemente betrachtet werden. Denn die Energie, die während derer Nachhallzeit T_{Res} vom Resonator abgegeben wird, stammt lediglich von einer erhöhten Energieaufnahme während des Einschwingvorgangs. Somit kann man sagen, dass diese Energie während des stationären Zustands im Resonanzabsorber gespeichert wird und nach abrupten Abschalten der erregenden Quelle auch als Schallenergie wieder freigegeben wird. Um dieses Verhalten besser nachvollziehen zu können, dürfte ein Gedanke an die Dualität zu Spulen und Kondensatoren bzw. den bekannten RLC-Schwingkreisen in der Elektrotechnik dienen. Weiters gilt es zu beachten, dass in große Räume oder Säle eingebrachte Resonatoren, deren Nachhallzeiten T_{Res} mit denen aus Gl. (3.2) vergleichbar sind, die Gesamtnachhallzeit T , die sich in den tieffrequenten Frequenzbändern durchwegs im Bereich von mehreren Sekunden befinden kann, vermutlich verringern werden. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, dass durch die im Vergleich zu den Resonatornachhallzeiten T_{Res} höhere Nachhallzeit T der auf den Resonator einwirkende Schalldruck auch nach einem impulshaften Schallereignis nur allmählich abnehmen wird. Dadurch können die Resonanzabsorber dem Raum während dessen Abklingens noch wesentlich mehr Schallenergie entziehen, als sie ihm durch deren eigenen Nachhall T_{Res} selbst zuführen.³⁷

³⁶ Vgl. [AMT-E S. 2].

³⁷ Vgl. [CREMER MÜLLER S. 179-181].

Um die mithilfe der Software berechneten T_{30} -Nachhallzeitenverläufe besser interpretieren und diskutieren zu können, sind in den beiden nachfolgenden Abbildungen noch zusätzlich die gemessenen Impulsantworten, aus denen die vorhergehenden T_{30} -Nachhallzeitenverläufe berechnet wurden, nach einer 100 Hz Terzbandfilterung grafisch dargestellt.



Abb. 3.12: Impulsantwort an der Hörposition zum raumakustischen Zustand 0 nach 100 Hz Terzbandfilterung



Abb. 3.13: Impulsantwort an der Hörposition zum raumakustischen Zustand 1+2+3+4 nach 100 Hz Terzbandfilterung

Wenn man weiters Abb. 3.12 mit Abb. 3.13 vergleicht, fällt auf, dass die Verlängerung der Zeit bis zum Erreichen des im Zuge der Nachhallzeit definierten 60 dB-Pegelabfalls, deutlich geringer ist, als es die Berechnungen der T_{30} -Nachhallzeiten vorgab. Dies ist auf den im Allgemeinen als negativ zu betrachtenden „Knick“ im Abklingverlauf von Abb. 3.12 zurückzuführen. Außerdem lässt sich in selbigem Diagramm auch ein als negativ zu wertendes „Zurückaufschwingen“ im blau markierten Bereich um ~ 800 ms erkennen. Der Pegel aus Abb. 3.13 fällt dabei wesentlich linearer ab, was in der Praxis einen erstrebenswerten Zustand darstellt. Darum lässt sich sagen, dass zwar eine tatsächliche Verlängerung der Nachhallzeit T durch das Einbringen der Resonanzabsorber erfolgte, diese aber zum einen geringer ist, als es die T_{30} -Berechnung vermuten ließ, und zum anderen sich auch nicht sehr störend auswirkt, da sowohl der „Knick“ und das „Zurückaufschwingen“ beseitigt wurde als auch weiterhin noch relativ geringe Nachhallzeiten für den Tieftonbereich vorhanden sind. Dies zeigt wiederum, dass eine T_{30} -Nachhallzeitmessung für den noch von Moden dominierten Frequenzbereich, in dem keinesfalls von den geforderten Diffusfeldbedingungen gesprochen werden kann, ohne einer Betrachtung der zugehörigen Impulsantwort meist nicht sehr aussagekräftig ist.

Abschließend lässt sich also sagen, dass die im Zuge dieser Arbeit realisierten Resonanzabsorber für eine neutrale oder gar verkürzende Wirkung auf die Nachhallzeit T zu wenig gedämpft wurden. Beim Plattenresonator hätte dafür vermutlich eine Platte mit höherer Biegesteifigkeit verwendet werden müssen. Außerdem hätte vielleicht das Einhalten der geforderten flächenbezogenen Masse m_p darauf auch einen positiven Effekt. Dass die porösen Absorber im Inneren des Korpus nicht bis an die Begrenzungsflächen reichen, dürfte keine große Auswirkung haben, da in der Nähe dieser durch die Randeinspannung die Membranauslenkung ohnehin sehr gering ist. Bei den Einzelschlitzresonatoren hätte eine Frontplatte mit deutlich mehr kleineren Schlitzten oder Löchern statt dem einzelnen breiten Schlitz schätzungsweise einen noch höheren Strömungsflusswiderstand \mathcal{R} zur Folge und somit durch die vergrößerte Dämpfung eine verringerte verlängernde Auswirkung auf die Nachhallzeit T .

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der verwendete Messaufbau sowie die verschiedenen Messpositionen und raumakustischen Zustände erläutert. Weiters wurden die ermittelten relativen Schalldruckpegelverläufe (vgl. Abschnitt 3.2) sowie die relevantesten T_{30} -Nachhallzeitenverläufe und Impulsantworten (vgl. Abschnitt 3.3) grafisch dargestellt. Anhand der Diagramme wurde versucht, die gemessenen Veränderungen theoretisch zu erklären und auf die raumakustischen Auswirkungen der eingebrachten Resonatoren rückzuschließen. Im nachfolgenden Kapitel soll noch ein kurzer Ausblick für eventuell nachfolgende Arbeiten bereitgestellt werden.

4 Ausblick

Als abschließender Ausblick lässt sich sagen, dass im beschriebenen Raum noch weitere Volumina für eine bessere Linearisierung des Amplitudengangs am Abhörplatz genutzt werden müssten. Weiters könnte man noch Projektarbeiten bezüglich Plattenresonatoren, dem Zustandekommen derer äquivalenter Absorptionsfläche A sowie dem tatsächlichen Einfluss der flächenbezogenen Membranmasse m_p und der Randeinspannung auf das Verhalten der Absorber durchführen. Zudem müsste in Kapitel 2.3.2 bei der Herleitung der äquivalenten Absorptionsfläche A von Einzelhelmholtzresonatoren das Zustandekommen und Lösen von Gl. (2.19) noch genauer hinterfragt werden. Außerdem könnten die Ergebnisse aus T_{30} -Nachhallzeitmessungen im Tieffrequenzbereich für verschiedene kleine Räume mit den tatsächlichen Abklingvorgängen näher untersucht werden. Und es wäre auch sehr interessant zu versuchen, das Verhalten von gefüllten Helmholtzresonatorvolumina etwas genauer vorhersagen zu können.