Diplomarbeit

zum Thema

Entwicklung eines Programms zur Auralisation des Wellenfelds in kleinen Räumen

von

Nora Brandenburg

Erich-Thienhaus-Institut der Hochschule für Musik Detmold
Studiengang Musikübertragung
Erstgutachter: Prof.Thomas Görne

PTB Braunschweig, Arbeitsgruppe 1.72 Geräuschmesstechnik
Dr.–Ing.Ingolf Bork

Abgabedatum: 29. September 2005

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Die Problematik kleiner Räume als Thema der Regieraumakustik **3**
2.1 Tiefe Frequenzen in Regieräumen . . . 3
2.2 Mittlere und hohe Frequenzen in Regieräumen . . . 6
2.3 „Live“ oder „Dead“? - Verschiedene Regieraumkonzepte . . . 7

3 Grundlagen der wellentheoretischen Raumakustik **8**
3.1 Grenzen der statistischen und geometrischen Raumakustik . . . 8
3.2 Die mathematische Beschreibung des Wellenfelds . . . 9
3.2.1 Lösung der Wellengleichung für Rechteckräume mit schallharten Wänden . . . 9
3.2.2 Lage und Dichte der Resonanzen . . . 10
3.2.3 Lösung der Wellengleichung für Rechteckräume mit nicht schallharten Wänden 14
3.2.4 Die Berechnung der Großraumfrequenz . . . 15
3.2.5 Die Schalldruckverteilung im Raum . . . 16

4 Zur Funktionsweise von MATLAB **17**

5 Die Programmierung der vorliegenden Anwendung zur Auralisation des Wellenfelds **18**
5.1 Eingabe der Raumeigenschaften . . . 19
5.2 Berechnung der Übertragungsfunktion . . . 21
5.3 Darstellung der Übertragungsfunktion . . . 23
5.4 Berechnung der Impulsantwort . . . 24
5.5 Addition eines Hochpasses . . . 24
5.6 Addition des Direktschalls . . . 25
5.7 Akustische Ausgabe der Ergebnisse . . . 26
5.8 Realisation des Programms für Stereo-Anwendungen . . . 26

6 Auswertung der grafischen Ergebnisse **29**
6.1 Analyse der Übertragungsfunktion eines Beispielraums . . . 29
6.2 Auswirkungen der Wanddämpfung . . . 32
6.3 Auswirkungen der Position von Sender und Empfänger . . . 34
6.4 Verschiedene Seitenverhältnisse von Räumen . . . 37
6.5 Ein– und Ausschwingvorgänge . . . 39

7 Vergleich der Ergebnisse mit Messwerten **42**
7.1 Überaum 1 . . . 43
7.2 Überaum 2 . . . 47
7.3 Regieraum . . . 50

8 Simulation eines Regieraums auf der Basis des geometrischen Modells **52**
8.1 Erstellung des raumakustischen Modells . . . 52
8.2 Interpretation der Ergebnisse . . . 54
8.3 Vergleich mit Messwerten . . . 55

9 Exemplarische Beschreibung der auralisierten Ergebnisse **57**
9.1 Ergänzung der grafischen Ergebnisse durch Hörbeispiele . . . 57
9.1.1 Auswirkungen der Wanddämpfung . . . 57
9.1.2 Ein– und Ausschwingvorgänge . . . 58
9.1.3 Weitere Parameter . . . 58
9.2 Zur Tonalität von Räumen . . . 59
9.2.1 Intervallverhältnisse von Raumresonanzen . . . 59
9.2.2 Auralisation von Stereo–Musikbeispielen . . . 60

10 Zusammenfassung und Ausblick **63**

A Kurzanleitung zur Raumsimulations–Anwendung **65**
A.1 Über das Programm 65
A.2 Starten des Programms 65
A.3 Das Eingabefenster 65
A.4 Das Ausgabefenster 65
A.5 Die Auralisation eigener Klangbeispiele 66

B Tracklisting zum Tonträger **67**

C Tonträger **69**

D Datenträger **69**

1 Einleitung

Kleine Räume im akustischen Sinne sind Räume, deren Abmessungen in der Größenordung der Wellenlänge hörbaren Schalls liegen. In solchen Räumen bilden sich störende Raumresonanzen aus, die Klangverfälschungen zur Folge haben.

Jeder Tonmeister und jede Tonmeisterin hat in ihrer täglichen Arbeit mit kleinen Räumen zu tun, seien es Regieräume, Aufnahmestudios oder heimische Wohnzimmer als Abhörräume. Daher ist es für Tonmeister von enormer Wichtigkeit, eine Sensibilität für die klanglichen Effekte von Resonanzen zu entwickeln, damit im Bewusstsein der Resonanzen eines Raums Klang objektiv beurteilt werden kann.

In dieser Arbeit soll ein Programm entwickelt werden, mit dem der Einfluss von Raumresonanzen auf den Klang von Musik hörbar gemacht werden kann. Es soll zu Einsichten über die Auswirkung von stehenden Wellen verhelfen und Tonmeistern als Werkzeug dienen, das Gehör für die Klangeffekte von Raumresonanzen zu trainieren.

Zunächst soll auf die besonderen akustischen Probleme von Regieräumen eingegangen werden, wobei Möglichkeiten zur Verbesserung der Akustik aufgezeigt werden sollen.

Weiterhin wird auf die physikalischen Grundlagen der Wellentheorie eingegangen, auf deren Basis ein Rechenweg zur Auralisation des Wellenfelds für die Programmierung entwickelt wird.

Da die Entwicklung des Auralisations–Programms im Mittelpunkt dieser Arbeit steht, soll seine Funktionsweise detailliert beschrieben werden.

Die Tauglichkeit des Programms zur Simulation realer Räume wird durch einen Vergleich mit raumakustischen Messungen überprüft.

Als Erweiterung wird eine Methode aufgezeigt, mit der die Akustik von Räumen auf der Basis des geometrischen Modells simuliert wird.

Schließlich soll auf der Grundlage der erstellten Auralisationen die Wirkung der Resonanzeffekte auf den Klang von Musik im Raum beschrieben werden. Dabei wird gezeigt, wie stark das tonmeisterliche Urteil von Resonanzeffekten beeinflusst sein kann.

2 Die Problematik kleiner Räume als Thema der Regieraumakustik

Die Akustik in kleinen Räumen, und damit auch in Regieräumen, kann nicht für den gesamten Frequenzbereich gleich betrachtet werden. Für den tiefen Frequenzbereich ist die Akustik des Raums vorwiegend durch seine Modenstruktur bestimmt. Bei sehr tiefen Frequenzen, die unterhalb der tiefsten Raumresonanz liegen, verhält sich der Raum nach dem Druckkammerprinzip. Im mittleren Frequenzbereich überwiegen Schallstreuung und Beugung. Im hohen Frequenzbereich dominieren Reflexionen die Akustik. Daher muss das Thema „Regieraumakustik“ für hohe und tiefe Frequenzen getrennt behandelt werden.

2.1 Tiefe Frequenzen in Regieräumen

Für Frequenzen, deren Wellenlängen ebenso groß sind wie der doppelte Wandabstand eines Raums, sowie für ihre Vielfachen überlagern sich Primärwelle und reflektierte Welle genau in Phase, so dass sich Minima und Maxima exakt verstärken. Dieses Phänomen wird als stehende Welle bezeichnet. Stehende Wellen können sich zwischen zwei, vier oder sechs Wänden ausbilden, sie werden dann als Axialmoden, Tangentialmoden oder schräge Moden bezeichnet. Eine mathematische Beschreibung findet sich in Kapitel 3.2. Eine Frequenz, für die sich eine stehende Welle aufbaut, ist also nicht an allen Orten im Raum gleich zu hören, sondern in den Wellenbäuchen verstärkt und an den Knotenpunkten überhaupt nicht. In einem Knotenpunkt kann diese Frequenz auch nicht angeregt werden. Ein Lautsprecher kann sogar bei dem Versuch, durch stetiges Erhöhen des Eingangspegels eine Frequenz anzuregen, für die ein Resonanzknoten vorliegt, zerstört werden [12].

Stehende Wellen treten in allen Räumen auf, sie sind jedoch nicht in allen Räumen gleich störend. Wie in Kapitel 3.2.2 gezeigt werden wird, liegen die Raummoden umso dichter beieinander, je höher ihre Ordnung ist, d.h. je größer das Vielfache der Grundschwingung ist, deren halbe Wellenlänge dem Wandabstand entspricht. Mit steigender Ordnung kommt es immer mehr zu Überlagerung, bis die Moden im Spektrum so dicht beieinander liegen, dass sie sich nicht mehr störend auswirken. In großen Räumen liegen die ersten Raummoden sehr tief, meistens weit unterhalb des hörbaren Bereichs. Die Grenze, oberhalb derer die Moden dicht genug liegen, liegt dann in den meisten Fällen am

unteren Rand des Spektrums der Musik, die im Regieraum beurteilt werden soll. Je kleiner der Raum, desto weiter wandert diese Grenze nach oben, und die einzeln stehenden ersten Moden treten immer störender in Erscheinung. Je größer die Abstände zwischen einzelnen Resonanzspitzen im Spektrum sind, desto eher werden die Moden als Verfärbung wahrgenommen.

Raummoden haben nicht nur Einfluss auf den Frequenzgang, sondern auch auf das Impulsverhalten des Raums, wie in Kapitel 6.5 genauer untersucht wird. Insbesondere kann die Nachhallzeit, die an verschiedenen Stellen des Raums gemessen wird, sehr unterschiedlich sein.

In einem Regieraum, der zur objektiven Beurteilung und zur Kontrolle von Klang dienen soll, sind diese Verfärbungen im Frequenzgang und die mangelnde Impulstreue höchst unerwünscht. Sie könnten dazu führen, dass ein Tonmeister in einer Mischsitzung Filtereinstellungen vornimmt, die nur auf den ungenügenden Frequenzgang des Raums zuückzuführen sind und den Klang auf dem Aufnahmemedium in Wirklichkeit verfärben, oder im Extremfall sogar, dass ein Tonmeister in einer Produktionssitzung bedingt durch Resonanzen im Regieraum eine Unausgewogenheit zwischen Einzeltönen in einer Tonfolge wahrnimmt, die auf der Bühne und auf dem Aufnahmemedium nicht vorhanden ist (vgl. Kapitel 9): Die Raumresonanzen können so schmalbandig sein, dass Einzeltöne verstärkt oder gedämpft werden.

Der Aufbau von stehenden Wellen kann nicht verhindert und die Dichte der Raummoden auch nicht vergrößert werden, der Raum kann aber dennoch auf zwei Arten verbessert werden: Man kann versuchen, die Resonanzen im Spektrum gleichmäßiger zu verteilen, so dass sie weniger störend in Erscheinung treten, und man kann ihre Bandbreite vergrößern, indem man sie stärker bedämpft.

Die genaue Lage der Resonanzen im Spektrum wird durch das Seitenverhältnis des Raums bestimmt.

Grundsätzlich ist es natürlich ratsam, die Maße des Raums so groß wie möglich zu wählen. Das ist jedoch nicht immer möglich. Selbst im Fall, dass ein unbegrenzt großer Raum zur Verfügung stünde, möchte man einen Regieraum nicht so groß bauen wie einen Konzertsaal, weil es sonst sehr problematisch wird, die Nachhallzeit klein genug zu halten.

Ein Seitenverhältnis, bei dem die Raumkanten ganzzahlige Vielfache voneinander oder sogar gleich lang sind, ist denkbar ungünstig, weil es so zu einer Anhäufung von mehreren Moden derselben Frequenz kommt. Das Verhältnis der Seiten sollte eine möglichst gleichmäßige Streuung begünstigen. Empfehlungen für solche günstigen Seitenverhältnisse wurden von vielen verschiedenen Autoren gegeben, das günstigste Seitenverhältnis für einen Raum hängt jedoch auch von seinem Volumen ab und lässt sich wahrscheinlich nicht als allgemeines Gesetz formulieren. Auf diese Problematik wird in Kapitel 6.4 näher eingegangen.

Um die Ausbildung von stehenden Wellen zu verhindern, könnte man auch auf den Gedanken kommen, die Wände gegeneinander zu winkeln, so dass sich keine Axialmoden aufbauen können. Leider zeigt sich, dass man auf diese Weise zwar Flatterechos entgegenwirken kann, Axialmoden sich aber trotzdem ausbilden, weil für große Wellenlängen die Wände akustisch parallel bleiben [15]. Man erreicht allerdings, dass Axialmoden höherer Ordnung gezwungen werden, sich tangential auszubreiten. Durch das häufigere Auftreffen auf Wände in flacherem Einfallswinkel wird ihnen so Energie entzogen. Die Moden höherer Ordnung stören allerdings von vorne herein viel weniger als die ersten Axialmoden.

Die Dämpfung der Moden bewirkt, dass die Maxima abgeschwächt werden und die modale Energie auf einen größeren Frequenzbereich verteilt wird. Es muss also versucht werden, dem Schallfeld durch Absorption im unteren Frequenzbereich Energie zu entziehen.

Es gibt zwei prinzipielle Bauweisen für Tiefenabsorber: Plattenschwinger und Helmholtzresonatoren. Beides sind Feder-Masse-Systeme: Die Masse wird zum Schwingen angeregt, die Feder entzieht der Schwingung Energie [15]. Beim Helmholtzresonator wird die Luft in einem Hohlraum zum Mitschwingen angeregt und die Schwingung durch die Resonanz der Öffnung verstärkt. Helmholtzresonatoren wirken schmalbandig im Bereich ihrer Resonanzfrequenz. Sie werden auch als Mittenabsorber eingesetzt. Der Hohlraum kann mit einem dämpfenden Material, z.B. Mineralwolle, gefüllt werden, so dass die Resonanz breitbandiger wird. Beim Helmholtzresonator wirkt die Luft im Hohlraum als Feder und die Luft in der Öffnung als Masse.

Plattenabsorber können frei im Raum schwingende Platten sein – die abgehängte Decke eines Raums, Fenster und Türen etwa – oder vor einer Wand angebracht sein. Der zwischen Platte und Wand eingeschlossene Luftraum wirkt dämpfend auf die Schwingung. Die Dämpfung, und damit die Bandbreite des Absorbers, kann vergrößert werden, indem der Zwischenraum mit dämpfendem Material gefüllt wird. Die Resonanzfrequenz hängt von der Masse der Platte und vom Abstand zur Wand ab. Auf die Platte aufgesetzte Gewichte senken die Resonanzfrequenz. Es ist möglich, durch Kombi-

nation mehrerer unterschiedlich abgestimmter Plattenabsorber einen breitbandig wirkenden Absorber herzustellen.

Resonanzabsorber wirken dämpfend auf den Schalldruck, sie müssen also dort aufgestellt werden, wo der Druck maximal ist: an den Wänden, oder, wenn es darum gehen soll, möglichst viele Raummoden zu bedämpfen, in den Raumecken. Dadurch, dass zur Dämpfung meistens ein Hohlraum benötigt wird, nehmen Tiefenabsorber leider viel Platz in Anspruch. Dieser Platz muss bei der Planung des Raums berücksichtigt werden.

Eine platzsparende Alternative, die beide Absorberprinzipien kombiniert, ist der Membran-Absorber [14]. Membran-Absorber kombinieren die beiden oben beschriebenen Absorberprinzipien: Vor einen tief abgestimmten Helmholtzresonator – bestehend aus einer Reihe von Resonanz-Kassetten und einer darauf geklebten Membran mit Luftschlitzen – wird zusätzlich eine Deckmembran montiert. Der Helmholtzresonator allein hat zwei Absorptionsmaxima: eine tiefe Helmholtzresonanz und die etwa anderhalb Oktaven höhere Plattenresonanz der Schlitzmembran. Die zusätzliche Deckmembran wirkt als dämpfende Masse, die an den Luftpfropfen des Helmholtzresonators gekoppelt ist und die Resonanzfrequenz um etwa eine Oktave nach unten verschiebt. Dadurch reicht der Absorber trotz geringer Bautiefe bis zu sehr tiefen Frequenzen herab. Ein Plattenabsorber mit vergleichbar tiefer Resonanz müsste viel größere Ausmaße haben. Ein weiterer Vorteil ist, dass der Membranabsorber variabel einsetzbar ist: Es wäre z.B. möglich, die Deckmembran wegzulassen und die Schlitze des Helmholtzresonators zuzukleben, die Helmholtzresonanz wird dann unterdrückt und man erhält einen reinen Plattenabsorber. Eine andere Möglichkeit ist, die Oberfläche der Deckmembran mit einem porösen Material, z.B. Weichschaum, zu bekleben, so dass der Absorber auch für höhere Frequenzen breitbandig wirksam wird. Wegen ihrer geringen Größe können Membranabsorber zur Modenbedämpfung gut in Raumecken angebracht werden.

J.Fuchs [14] beschreibt, wie durch gezielte Bedämpfung der Raummoden der Frequenzgang der Nachhallzeit in einem Regieraum optimiert werden kann: Es wird gefordert, dass die Nachhallzeit im gesamten Tieftonbereich denselben konstanten Wert hat, z.B. 0,4 s. Wie bereits beschrieben wurde, können die Werte für die Nachhallzeit in einem kleinen Raum für nah beieinander liegende Frequenzen aber stark voneinander abweichen. Diese Abweichungen müssen durch ganz gezielte Bedämpfung des Raums ausgeglichen werden. Zur Planung der akustischen Maßnahmen bietet es sich an, zunächst eine Nachhallmessung im unbedämpften Raum vorzunehmen. Es liegt auf der Hand, dass die herkömmliche Messmethode in Terzbändern nicht ausreicht. Stattdessen muss die Nachhhallzeit für jede Resonanz einzeln gemessen werden. Dazu wird zuerst eine Übertragungsfunktion des Raums gemessen, wobei Mikrofon und Lautsprecher in gegenüberliegenden Ecken des Raums aufgebaut werden müssen, damit für alle Resonanzen ein Intensitätsmaximum vorliegt. Die Nachhallzeit wird dann für jede Resonanz einzeln aus der gemessenen Halbwertsbreite bestimmt (vgl. die Formel zur Halbwertsbreite (11) in Kapitel 3.2.4). Nun kann anhand der Positionen der Abhörlautsprecher und der Abhörposition überlegt werden, für welche Moden sowohl an der Sender- als auch an der Empfängerposition ein Resonanzmaximum vorliegt (vgl. Formel 16 in Kapitel 3.2.5). Nur diese Moden müssen bedämpft werden. Es werden Membranabsorber auf die entsprechenden Resonanzfrequenzen abgestimmt und in den Raumecken aufgestellt. Kontrollmessungen können zeigen, ob die Nachhallkurve am Abhörort verbessert ist.

Man kann die Anregung von Moden in einem Regieraum auch durch die Lausprecherposition beeinflussen. Die meisten Raummoden werden an den Begrenzgungsflächen angeregt (vgl. Kapitel 6.3), was dafür spricht, die Lautsprecher bündig in die vordere Wand einzubauen. Das ist auch für höhere Frequenzen günstig, weil es keine Interferenzen durch die Überlagerung des Direktschalls mit der Reflexion von der Wand hinter dem Lautsprecher geben kann.

Auch die Richtwirkung der Lautsprecher kann ausgenutzt werden. Ein gerichteter Lautsprecher regt die Axialmoden verstärkt an, die sich senkrecht zu den Wänden ausbreiten, auf die er gerichtet ist. Gelingt es, einen Lautsprecher von allen Wänden wegzuwinkeln, also in eine Ecke zu richten, werden eher Tangentialmoden angeregt und die Axialmoden unterdrückt. Es ist jedoch die Frage, ob das für die Abhörposition sinnvoll ist.

Die Frage nach der besten Position zur Anregung tiefer Frequenzen in kleinen Räumen ist besonders aktuell im Zusammenhang mit Surround-Abhörräumen und der Suche nach dem besten Standard für die Basswiedergabe: Sollen fünf Fullrange-Lautsprecher benutzt werden, oder Satelliten mit einem zusätzlichen Subwoofer, oder sogar zwei Subwoofer?

Aus Sicht der Modalanalyse lässt sich zu der Frage sagen, dass die fünf Lautsprecher einer Surround-

Abhöre gezwungenermaßen nicht alle an der optimalen Raumposition stehen können. Weil die Lautsprecher meistens symmetrisch zum Raum aufgestellt werden, befindet sich zumindest am Ort des Center-Lautsprechers mit hoher Wahrscheinlichkeit für mehrere Moden ein Knotenpunkt. In einem Surround-Abhörraum können die Lautsprecher nicht unbedingt alle bündig in die Wände eingebaut werden. Die kreisförmige Aufstellung der Lautsprecher mit festgelegten Winkeln schränkt die Freiheit in der Suche nach einer optimalen Position außerdem erheblich ein. Für einen einzelnen Subwoofer könnte vermutlich leichter eine gute Position gefunden werden, wobei eine gleiche Phasenlage zu den übrigen Lautsprechern eingehalten werden muss. Bei zwei Subwoofern ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich mindestens einer von beiden nicht in einem Resonanzknoten befindet, größer, allerdings nur, wenn sie nicht symmetrisch zu den Raumachsen aufgestellt sind, was in Hinblick auf die Phasenlage der übrigen Lautsprechern schwierig ist. Es wäre dann aber garantiert, dass alle Moden von wenigstens einem der beiden Subwoofer abgestrahlt werden können. Hörversuche zeigen außerdem, dass der Umhüllungseindruck bei der Verwendung von zwei Subwoofern größer ist, als wenn nur einer verwendet wird [21].

Unterhalb der tiefsten Raumresonanz steigt und fällt der Schalldruck im ganzen Raum gleichzeitig nach dem Druckkammerprinzip, falls der Raum ausreichend isoliert ist. Der Schalldruck ist bis zu 10 dB geringer, weil der Druck im Raum als Last auf die Lautsprechermembran wirkt, dafür ist der Frequenzgang jedoch unterhalb der Grenzfrequenz sehr gerade [15]. Dieser gerade Frequenzgang wird im Allgemeinen jedoch nicht bemerkt, weil der Frequenzgang der meisten Lautsprecher hier bereits abfällt, außerdem ist das Ohr in diesem Bereich sehr unempfindlich. Unterhalb der Grenzfrequenz des Raums kann Schall nur noch durch Monopolstrahlern angeregt und nur noch mit Druckempfängern aufgenommen werden.

2.2 Mittlere und hohe Frequenzen in Regieräumen

Obwohl in dieser Arbeit vor allem der tiefe Frequenzbereich betrachtet wird, soll auch kurz darauf eingegangen werden, welche Probleme in kleinen Räumen bei höheren Frequenzen auftreten.

Im mittleren und hohen Frequenzbereich, wo die Dichte der Moden hoch ist, bestimmen vor allem Reflexionen das Schallfeld. Kleine Räume unterscheiden sich dabei von großen darin, dass durch die kürzeren Laufzeiten frühere und zahlreichere Reflexionen auftreten.

Besonders früh eintreffende spiegelnde Reflexionen haben sehr negative Auswirkungen: Sie überlagern sich mit kurzer Zeitverzögerung dem Direktschall und führen zu den charakteristischen regelmäßigen Auslöschungen im Frequenzgang, die man als „Kammfiltereffekt“ bezeichnet. Der Klang am Hörplatz wird dadurch erheblich verfärbt. In einem Regieraum, in dem Klang objektiv beurteilt werden soll, ist dieser Effekt selbstverständlich unerwünscht. Hingegen hat die Forschung gezeigt, dass später eintreffende Reflexionen nicht negativ beurteilt werden, sondern sogar zum Eindruck von Räumlichkeit beitragen, weshalb sie auch als „Haas-Kicker“ bezeichnet werden [16].

Verschiedene Autoren, darunter L.Beranek [17], haben daher gefordert, dass es zwischen dem Direktschall und der ersten Reflexion ein *Initial Time Delay Gap*, kurz ITD, von 15 bis 30 ms geben muss. E.J.Völker [18] konkretisierte diese Forderung mit der Definition des so genannten „V-Kriteriums“, das besagt, dass die ersten 15 ms nach dem Eintreffen des Direktschalls frei von Reflexionen sein müssen. Eine genauere Angabe der zulässigen Schalldruckpegel innerhalb der ersten 15 ms zeigt die folgende Tabelle:

ms	0,1	5	8	13	15
dB	-20	-25	-27	-22	-20

Der Name „V-Kriterium“ leitet sich aus der V-förmigen Kurve ab, die sich aus diesen Werten ergibt.

Die IRT-Empfehlung für einen Referenz-Hörraum von 2002 [20] fordert für Reflexionen zwischen 0 und 15 ms nur einen Pegel von -10 dB. Außerdem wird empfohlen, dass die Nachhallzeit nach der Gesetzmäßigkeit $T = 0,25 \cdot \sqrt[3]{\frac{V}{100m^3}} \cdot$ s an das Raumvolumen angepasst wird.

Um das V-Kriterium zu erfüllen, müssen frühe Reflexionen gezielt unterdrückt werden. Das ist durch Absorption oder auch durch Streuung der spiegelnden Reflexion möglich. Man muss sich bewusst sein, dass man durch Absorption immer auch die Nachhallzeit beeinflusst, während das beim Einsatz von Diffusoren nicht der Fall ist.

Absorber zur Bedämpfung hoher Frequenzen können poröse Absorber oder Faserabsorber sein. Sie wirken nicht auf den Schalldruck, sondern auf die Schallschnelle, da sie dem Schall durch Teilchenbewegung Energie entziehen. Daher kann der Frequenzbereich, in dem der Absorber wirksam sein soll, durch Variation des Wandabstands beeinflusst werden. Eine Rolle spielen auch die Dichte oder die Porösität und die Dicke des Materials.

In Regieräumen tritt als störende frühe Reflexion häufig die von der Mischpultoberfläche auf. Zwar wirken Panoramaregler, Fader usw. für hohe Frequenzen auch schallstreuend, in einem weiten Frequenzbereich tritt jedoch eine spiegelnde Reflexion auf. Diese Reflexion ist schlecht zu bedämpfen, weil die Pultoberfläche nicht verändert werden kann. Abhilfe kann nur durch den Winkel geschaffen werden: Wird der Neigungswinkel der Lautsprecher verringert und dafür ihre Höhe reduziert, kann unter Umständen nur noch in einem sehr flachen Winkel eine Reflexion auftreten, der Umweg und damit die Verzögerung werden außerdem minimiert [15].

Die genaue Analyse des Reflexionsmusters wird durch das Spiegelschallquellenmodell erleichtert. Für jede Oberflächenreflexion stellt man sich eine Spiegelung der Direktschallquelle an der Oberfläche vor, an der die Reflexion auftritt. Mit zunehmender Verzögerung und zunehmender Ordnung der Reflexionen wandern die Spiegelschallquellen in entferntere „Spiegelräume“ und ihr Pegel nimmt ab. Das Reflexionsmuster kann mit Hilfe des Spiegelschallquellenmodells in Raumsimulationsprogrammen wie CATT genauer untersucht werden (vgl. Kapitel 8).

Eine Methode, den Raum mit seinen störenden Einflüssen ganz auszuklammern, ist das Nahfeld-Monitoring [15]: Man hört dabei im Nahfeld der Lautsprecher ab (meistens in einer Entfernung von etwa 1 m), so dass der Direktschall erheblich stärker ist als die spiegelnden Reflexionen und das diffuse Schallfeld. Die Basswiedergabe der kleinen Nahfeld-Monitore ist allerdings unzureichend, weil keine Mehrwegsysteme benutzt werden können. In zu geringer Entfernung kommt das von Hoch- und Tieftöner gesendete Signal nicht mehr phasengleich am Empfängerpunkt an. Nahfeld-Monitoring kann keine Alternative zu guter akustischer Regieraumplanung sein.

2.3 „Live“ oder „Dead“? - Verschiedene Regieraumkonzepte

Seit den 70er Jahren ist man bemüht, einen Standard für Abhörräume zu schaffen, damit die Austauschbarkeit von Aufnahmen zwischen verschiedenen Studios möglich wird. Diese Suche nach dem idealen Abhörraum vollzog sich in der Geschichte stets entlang einem Konflikt zwischen zwei verschiedenen Prinzipien des Regieraums: Man hat die Wahl, entweder eine möglichst unverfälschte Wiedergabe anzustreben, dabei aber die unangenehme akustische Atmosphäre, die für einen reflexionsarmen Raum typisch ist, in Kauf zu nehmen, oder auf Kosten der Wiedergabetreue eine angenehme Akustik für Sprache zu schaffen, die außerdem der Akustik eines Wohnzimmers, dem Abhörraum des Endkonsumenten, ähnlicher ist.

Die Idee, in einem Regieraum auch darauf zu achten, dass die Akustik für Sprache günstig ist, wurde als erstes von Jensen umgesetzt [15]. Der Jensen-Regieraum wird bidirektional genutzt, indem an den Seitenwänden Sägezahnabsorbern angebracht sind. Die den Lausprechern zugewandte Seite der Sägezahnelemente ist absorbierend, die der Rückwand und dem Tonmeister zugewandte Seite reflektierend. Diese Sägezahn-Panels sind außerdem gute Diffusoren. Auch die Rückwand ist im Jensen-Regieraum meistens reflektierend. Der Raum hat durch die reflektierenden Elemente eine relativ hohe Nachhallzeit.

Sehr bekannt wurde das von D. und C.Davis entwickelte Prinzip des LEDE-Raums („live end / dead end“) [19]. Der LEDE-Regieraum besteht aus zwei getrennten Teilen: Der vordere Teil soll möglichst schalltot sein („dead end“), der hintere soll diffus reflektierend sein, um eine lebendige Akustik zu erzeugen („live end“). Es darf jedoch im „live end“ auf keinen Fall Spiegelschallquellen geben, in den meisten Fällen wird der hintere Teil des Raums mit Diffusoren ausgestattet. Auch in einem LEDE-Raum wird versucht, die ersten 15 ms reflexionsfrei zu halten und Raummoden weitestgehend zu bedämpfen, das ist jedoch schwierig, wenn die Nachhallzeit nicht verringert werden soll. Wegen der größeren Nachhallzeit und der größeren Anzahl von Reflexionen ist es in einem LEDE-Raum umso wichtiger, die Lautsprecher und den Abhörplatz symmetrisch anzuordnen, damit eventuelle Artefakte wenigsten links und rechts gleich auftreten.

Der LEDE-Raum wird dafür gerühmt, dass man sich in ihm „wohlfühlt“, besonders in Produktionssituationen und beim Mischen mit Musikern; außerdem gilt als Vorteil, dass der Klangeindruck nicht so weit von der Wohnzimmerakustik entfernt ist, in der der Klang schließlich „konsumiert“ werden wird. Kritiker des LEDE-Prinzip bringen allerdings das Argument an, dass es „die“ typische Wohnzimmerakustik nicht gibt [15]. Untersuchungen zeigen, dass die Akustik in Wohnzimmern immens unterschiedlich ist. Das erstaunt nicht weiter: allein durch die unterschiedlichen Raummaße gibt

es völlig andere Raummoden, auch das Reflexionmuster wird in jedem Wohnzimmer individuell sein, ganz zu schweigen von den Lautsprechern. Ähnlichkeiten kann es höchstens in der Nachhallzeit geben, die Nachhallzeit ist in kleinen Räumen jedoch kein hinreichendes Kriterium zur Beschreibung der Akustik (vgl. Kapitel 3.1 und 6.5). Es ist daher ein sinnloses Unterfangen, den Klang bei der Aufnahme oder beim Mischen auf die Akustik des Abnehmers zu Hause zuschneiden zu wollen. Wichtiger wäre es, den Klang beurteilen zu können, der ohne Raumeinfluss auf dem Speichermedium ist. Das Abmischen von Musik kann als Kodierungsprozess betrachtet werden [15]: Die klangliche Vorstellung des Tonmeisters wird durch die Akustik des Regieraums „kodiert“ und durch die Akustik des Wohnzimmers beim Hörer „dekodiert“. Der „Code“ ist leichter zu erraten, wenn die Akustik des Regieraums möglichst neutral ist. Diese Idee verfolgt das Konzept des „Non–Environment“–Regieraums [15]. In der englischsprachigen Literatur wird die Akustik eines solchen Raums gerne mit „dead “ bezeichnet.

Der Non–Environment–Regieraum wurde in den 80er Jahren von Hidley entwickelt und in Japan von Toyoshima weitergeführt. Das Ziel dieses Prinzips ist ein möglichst neutraler Klang, um den Klang auf dem Speichermedium beurteilen zu können, indem die Eigenakustik des Regieraums so gut wie möglich unterdrückt wird. Bei der Bedämpfung des Raums gibt es allerdings eine Grenze: Ein reflexionsarmer Raum ist kein guter Regieraum. In einem reflexionsarmen Raum kann überhaupt kein Eindruck von Tiefe entstehen, die Stereo-Abbildung ist auf eine Dimension, die Linie zwischen den Lautsprechern, beschränkt. Außerdem wird der Sweet Spot so klein, dass er nicht eingehalten werden kann. Ein reflexionsarmer Raum ist außerdem ein schlechter Arbeitsplatz: Der Widerspruch zwischen den Informationen, die von Auge und Ohr ans Gehirn gesendet werden (nämlich in einem Raum oder im Freien zu sein), führt zu Unwohlsein. Daher muss ein Kompromiss zwischen „toter“ und „lebendiger“ Akustik gefunden werden. Im Non-Environment-Raum werden die Lautsprecher in die Wand eingebaut und diese Wand reflektierend gemacht. So wird Sprache aus dem hinteren Teil des Raums reflektiert, es kann aber kein Direktschall von den Lautsprechern reflektiert werden. Die Nachhallzeit liegt in Non-Environment-Regieräumen um 0,2 s. Das Prinzip ist bei genauer Betrachtung mit Nahfeld-Monitoring verwandt: Der Hallradius wird so stark vergrößert, dass er außerhalb des Raums liegt [15].

Non-Environment-Räume sind sehr gut kompatibel. Selbst unterschiedlich große Räume haben ähnliche Impulsantworten, es ist also eine gute Austauschbarkeit gegeben. Sowohl die Stereo-Abbildung kann gut beurteilt werden als auch der Nachhall des Raums, in dem aufgenommen wird, oder Kunsthall, weil der Hall kaum durch den Nachhall des Regieraums verfälscht wird. Ein Vorteil ist auch, dass bei der Wahl der Lautsprecher nur die 0°-Achse berücksichtig werden muss, Mängel im Frequenzgang in anderen Abstrahlrichtungen wirken sich nicht negativ aus [15].

In der Anfangszeit war der Ausbau zu kleiner Räume zu Non-Environment-Räumen problematisch, weil man für die starke Bedämpfung viel Platz für Tiefenabsorber brauchte. Durch den Einsatz von Membranabsorbern kann man einen Raum inzwischen auch sehr platzsparend bedämpfen. In LEDE-Räumen hingegen kann die mangelnde Größe eines Raums zum Problem werden, weil die Reflexionen im „Live-End“ zu früh kommen und statt einem Räumlichkeitseindruck Kammfiltereffekte hervorrufen [15].

3 Grundlagen der wellentheoretischen Raumakustik

3.1 Grenzen der statistischen und geometrischen Raumakustik

Seit L.Cremers dreibändigem Werk über die Raumakustik[1] [1] ist es üblich, die theoretische Raumakustik je nach der physikalischen Behandlungsmethode in drei Gebiete aufzuteilen: die statistische, die geometrische und die wellentheoretische Raumakustik. Jedes Gebiet fußt auf einer anderen Modellvorstellung des Schalls, ähnlich wie auch das Licht durch unterschiedliche Modelle beschrieben werden kann. Jede Modellvorstellung hat Vor- und Nachteile. Je komplizierter das Modell, desto mehr Phänomene der Schallausbreitung können erklärt werden, desto aufwändiger und unpraktischer jedoch ist deren Berechnung. Daher eignen sich für die verschiedenen Phänomene der Raumakustik die drei Modelle unterschiedlich gut.

Das älteste Gebiet der Raumakustik ist die statistische Raumakustik. W.C.Sabine forschte als erster über den Nachhall von Räumen und entdeckte den Zusammenhang zwischen Raumgröße, Absorptionsfläche und Nachhallzeit.

[1] „Die wissenschaflichen Grundlagen der Raumakustik“ in den drei Bänden „geometrische Raumakustik“, „statistische Raumakustik“ und „wellentheoretische Raumakustik“

In der statistischen Raumakustik wird davon ausgegangen, dass die Schallenergie an jedem Punkt des Raums ungefähr gleich ist, d.h. es wird eine „statistische“ Aussage über den Raum getroffen, die mit großer Wahrscheinlichkeit für die meisten Orte im Raum zutrifft. Der Vorteil der statistischen Raumakustik ist, dass ihre Gesetze sehr einfach sind und leicht in der Praxis angewendet werden können. Phänomene, die mit der statistischen Raumakustik beschrieben werden können, sind also alle diejenigen, die überall im Raum gleich beobachtet werden können: der Nachhall, das statistische Feld sowie sein Verhältnis zum Direktschall (Hallradius) und die Absorption der Wände. Die statistische Betrachtung des Nachhalls ist jedoch nur in ausreichend großen Räumen zulässig. Bei Messungen in kleinen Räumen wird man feststellen, dass die Nachhallzeit keinesfalls an jedem Punkt des Raums gleich ist. Erklärungen dafür sind nur mit Hilfe des wellentheoretischen Modells zu finden, wie wir später sehen werden.

In der geometrischen Raumakustik wird der Schall, ebenso wie das Licht in der geometrischen Optik, als Strahl betrachtet. Diese Vorstellung ist relativ einfach und dient der Erklärung einer Reihe von Beobachtungen wie der spiegelnden Reflexion und des Echos. Der Nachhall wird als Abfolge von Reflexionen betrachtet, die durch Spiegelschallquellen beschrieben werden. Diffuse Reflexionen werden im geometrischen Modell ebenfalls berücksichtigt, obwohl die Erklärung für den Effekt der Schallstreuung in der Wellentheorie zu suchen ist.

Im Allgemeinen ist die geometrische Raumakustik in Kombination mit der statistischen bereits ein gutes Werkzeug zur Beschreibung der Realität. Für kleine Wellenlängen ist es tatsächlich legitim, eine Wellenfront als Schallstrahl zu betrachten. Das geometrische Modell stößt jedoch an seine Grenzen, sobald die Wellenlänge groß im Verhältnis zu den Raumabmessungen oder zu Hindernissen wird. Effekte wie die frequenzabhängige Beugung des Schalls um ein Hindernis oder die Brechung an der Kante eines Hindernisses (Schallstreuung) können mit dem Strahlenmodell nicht beschrieben werden. Auch Interferenzen, also phasenbedingte Auslöschungen wie der so genannte „Kammfiltereffekt“, sind durch das Strahlenmodell nicht zu erklären.

Erklärungen für die genannten Beobachtungen - Beugung, Brechung, Interferenz, die Ortsabhängigkeit der Nachhallzeit - kann nur das wellentheoretische Modell liefern. Die Wellentheorie ist das jüngste Gebiet der Raumakustik. Mit dem Wellenmodell können theoretisch alle Phänomene des Schalls beschrieben werden, es ist jedoch mathematisch so komplex, dass es nur in bestimmten einfachen Fällen angewendet werden kann. Bedeutung für die Praxis hat das Wellenmodell erst in jüngerer Zeit erhalten, seit die Lösung komplizierter Differenzialgleichungen mit Hilfe von Computern möglich ist. Dennoch ist das Wellenmodell mit vertretbarem Aufwand nur für sehr wenige Situationen praktikabel, weil der betrachtete Raum quaderförmig und leer sein muss, was in den allermeisten Fällen eine grobe Vereinfachung der Realität ist. Um unregelmäßig geformte Räume und Räume mit mehr als sechs Flächen zu berechnen, müssen Verfahren wie die Finite–Elemente–Methode angewendet werden.

Eine vollständige Berechnung des Wellenfelds über den gesamten Frequenzbereich ist jedoch selbst in einfachen Räumen kaum durchführbar, unter anderem deswegen, weil für kleine Wellenlängen kein realer Raum leer und gleichmäßig ist (für große Wellenlängen ist diese Annahme wegen Beugungseffekten nicht unbedingt so falsch). Da aber von der Wellenlänge abhängige Effekte, wie oben beschrieben, in der raumakustischen Praxis vor allem im unteren Teil des Hörbereichs eine Rolle spielen und da für mittlere und hohe Frequenzen eine Kombination aus geometrischem und statistischem Modell in der Regel zufriedenstellende Ergebnisse liefert, ist es üblich, wellentheoretische Betrachtungen auf den Tieftonbereich zu beschränken, etwa zur Erklärung von stehenden Wellen. Wo genau die Grenze zwischen dem wellentheoretisch relevanten und dem restlichen Frequenzbereich zu ziehen ist, hängt entscheidend von der Raumgröße ab, wie wir später noch sehen werden.

3.2 Die mathematische Beschreibung des Wellenfelds

3.2.1 Lösung der Wellengleichung für Rechteckräume mit schallharten Wänden

Ein dreidimensionales Wellenfeld zu einem Zeitpunkt t_0 wird durch die Helmholtz-Gleichung [2] vollständig beschrieben:

$$\Delta p + k^2 p = 0 \qquad mit\, k = \frac{\omega}{c} \tag{1}$$

oder in kartesischen Koordinaten:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0$$

Zur Lösung der Helmholtz-Gleichung werden die folgenden Randbedingungen aufgestellt, die auf der Annahme basieren, dass der Schalldruck in einem Raum mit schallharten Wänden an allen Raumbegrenzungsflächen maximal sein muss:

$$\frac{dp_1}{dx} = 0 \qquad \text{für} \qquad x = 0; \quad x = L_x$$

$$\frac{dp_2}{dy} = 0 \qquad \text{für} \qquad y = 0; \quad y = L_y$$

$$\frac{dp_3}{dz} = 0 \qquad \text{für} \qquad z = 0; \quad z = L_z$$

Zur Aufstellung der Randbedingungen wurde der Schalldruck in drei Komponenten aufgeteilt:

$$p(x, y, z) = p_1(x)p_2(y)p_3(z)$$

um so für jede Raumrichtung eine eigene Differentialgleichung zu erhalten:

$$\frac{d^2p_1}{dx^2} + k_x^2 p_1 = 0 \qquad \text{etc.}$$

Der analoge Ausdruck für die Wellenzahl lautet:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \tag{2}$$

Durch Einsetzen der Randbedingungen erhält man die allgemeine Lösung:

$$p_1(x) = A_1 cos(k_x x) + B_1 sin(k_x x) \qquad \text{etc}$$

Es erscheint einleuchtend, dass die Konstante B_1 gleich Null gesetzt werden muss, weil die Sinusfunktion die Randbedingung für x=0 nicht erfüllen kann. Es bleibt also:

$$p_1(x) = A_1 cos(k_x x)$$

Damit die zweite Randbedingung für $x = L_x$ erfüllt wird, sind für die Wellenzahl k_x nur ganzzahlige Vielfache von π erlaubt:

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L_x}$$

Durch Einsetzen dieser Gleichung und der analogen Ausdrücke für k_y und k_z in (2) erhält man:

$$k_{lmn} = \pi \sqrt{\left(\frac{l}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2}$$

Multipliziert man die Gleichung mit $\frac{c}{2\pi}$, so erhält man die Gleichung für die Eigenfrequenzen oder Resonanzen des Raums:

$$f_{lmn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{l}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2} \qquad \text{[Hz]} \tag{3}$$

Die Koeffizienten l, m und n sind die Ordnungszahlen der Raummoden. Sie dürfen nur positive ganzzahlige Werte annehmen. Da die Frequenz nicht Null werden kann, muss der Fall, dass alle drei Koeffizienten Null sind, ausgeschlossen werden.

3.2.2 Lage und Dichte der Resonanzen

Die einfachste Form der Resonanz ist die Axialmode. Entspricht die Wellenlänge einem Vielfachen der Länge einer Raumkante des Rechteckraums, überlagern sich die hin- und zurücklaufende Welle dergestalt, dass sich Wellenbäuche und -täler exakt verstärken und sich eine sogenannte „stehende Welle“ aufbauen kann (Abb. 1). Die Axialmoden werden in Gleichung (3) durch alle diejenigen Ausdrücke für die Frequenz f beschrieben, in denen nur einer der drei Koeffizienten von Null verschieden ist. Tangentialmoden, bei denen zwei der Koeffizienten größer als Null sein müssen, bauen sich zwischen vier Wänden, schräge Moden zwischen sechs Wänden auf (Abb 2).

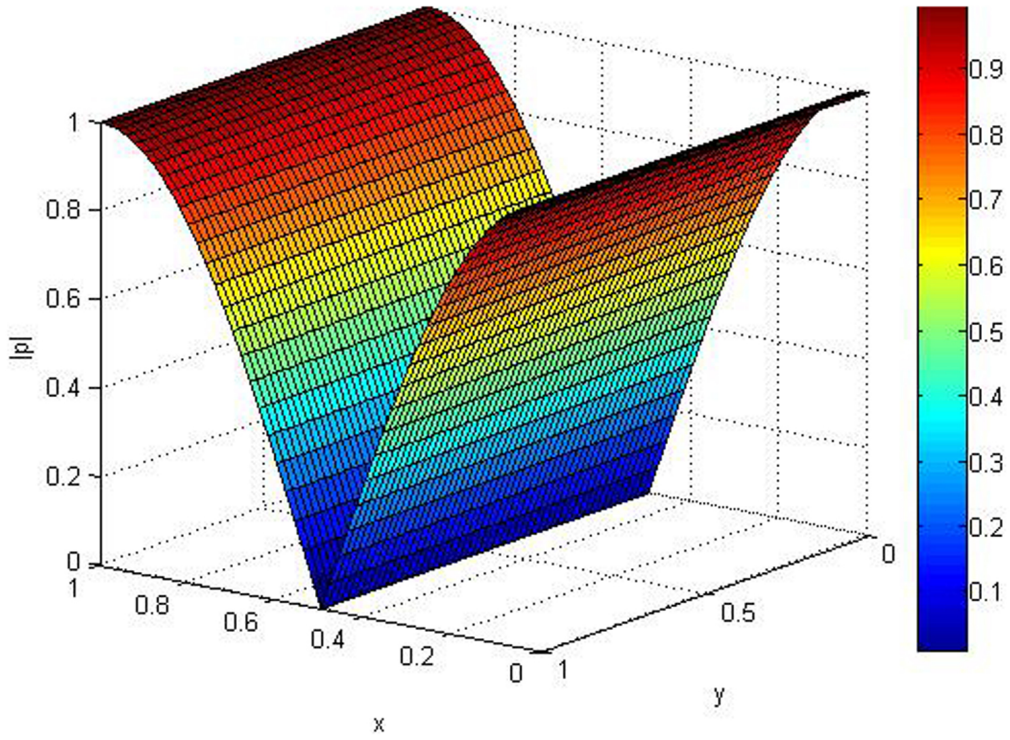

Abbildung 1: Schalldruckverteilung im Raum für die Axialmode 100. Zu sehen ist der Betrag des Schalldrucks. Für Maxima wird der Betrag 1, in Knotenpunkten 0.

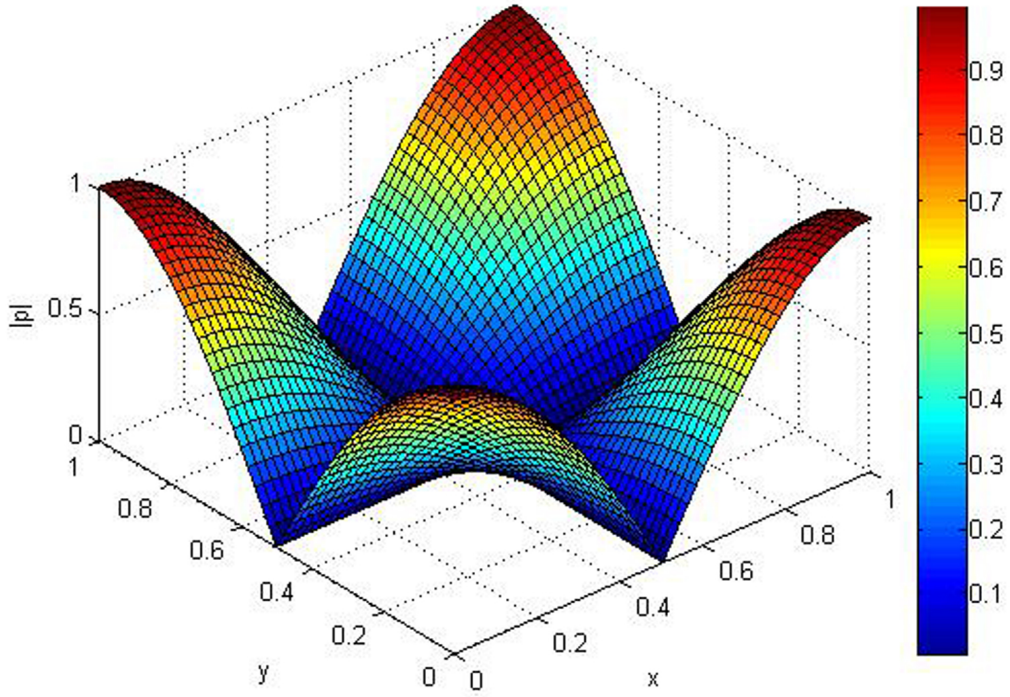

Abbildung 2: Schalldruckverteilung im Raum für die 110–Mode. Zu sehen ist der Betrag des Schalldrucks. Für Maxima wird der Betrag 1, in Knotenpunkten 0.

Die folgende Tabelle zeigt beispielhaft eine Übersicht über die berechneten Modenfrequenzen in der „Regie 2“ des Erich-Thienhaus-Instituts bis 100 Hz. Abb. 3 stellt die Modendichte und die Ordnungszahl der Moden über der Frequenz dar.

Mode	Frequenz	Mode	Frequenz	Mode	Frequenz
010	24,57	021	68,54	310	89,44
100	28,67	030	73,71	131	92,40
110	37,76	121	74,29	230	93,39
001	47,78	201	74,63	002	95,56
020	49,14	220	75,51	040	98,29
011	53,73	211	78,57	301	98,38
101	55,72	130	79,09	012	98,66
120	56,89	300	86,00	320	99,05
200	57,33	031	87,84	102	99,76
111	60,90	221	89,36	311	101,4
210	62,38				

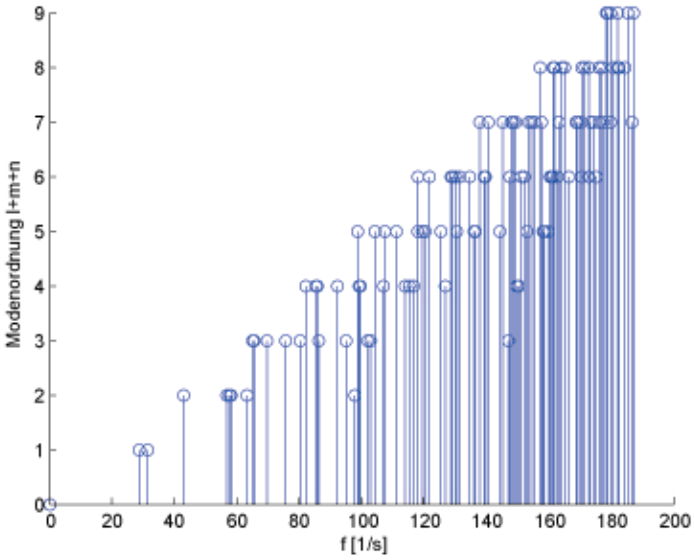

Abbildung 3: Raummoden in Regie 2. Die Höhe des Balkens entspricht der Summe der Ordnungszahlen l+m+n.

Wie die Abbildung zeigt, steigt mit größer werdender Ordnungszahl der Moden nicht nur die Frequenz der Resonanzen, sondern auch die Anzahl der Resonanzen pro Oktave, also die „Eigenfrequenzdichte“. Dies lässt sich leicht veranschaulichen, indem man die Gleichung (3) in einem Koordinatensystem darstellt [3] (Abb. 4).

In diesem Koordinatensystem sind die Eigenfrequenzen in den drei Raumrichtungen f_x, f_y und f_z gegeneinander aufgetragen. Da die Eigenfrequenzen nur die diskreten Werte $f_x = \frac{cl}{2L_x}$ annehmen können (vgl. (2)), ergibt sich für $f_{lmn}^2 = f_x^2 + f_y^2 + f_z^2$ ein Punktegitter. Die Länge des Vektors vom Ursprung zu Punkt [xyz] entspricht dem Wert der Resonanzfrequenz. Betrachtet man den Vektor zu Punkt [xyz] als Radius einer Kugel um den Ursprung, so ist leicht einzusehen, dass die Anzahl der Punkte innerhalb der Kugel mit Anwachsen der Vektorlänge nicht linear, sonder kubisch ansteigt. Zur genauen Bestimmung der Punktanzahl ist das Volumen der Kugel

$$V_{Kugel} = \frac{4}{3}\pi f^3$$

durch die Volumeneinheit des Gitters pro Punkt

$$V_{Punkt} = (f_{x,k} - f_{x,k-1})(f_{y,k} - f_{y,k-1})(f_{z,k} - f_{z,k-1}) = \frac{c^3}{8L_xL_yL_z} = \frac{c^3}{8V_{Raum}}$$

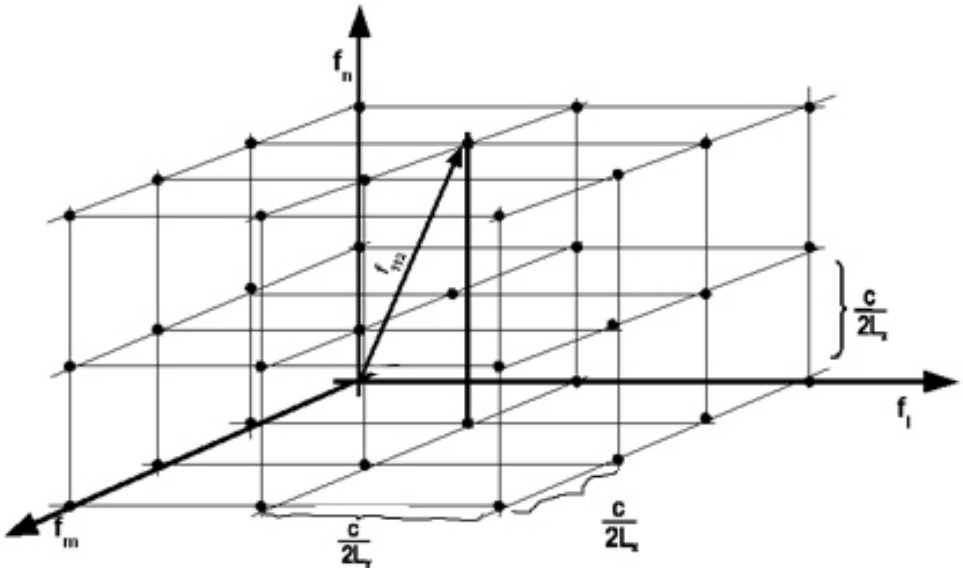

Abbildung 4: Eigenfrequenzgitter. Die Länge des Vektors entspricht der Resonanzfrequenz der 112–Mode.

zu dividieren. Da nur positive Frequenzen eine Bedeutung für die Praxis haben und somit lediglich der erste Oktant des Koordinatensystems von Interesse ist, reduziert sich die Zahl der Punkte auf ein Achtel des berechneten Werts. Die Anzahl der Raummoden bis zur Frequenz f beträgt somit

$$N \approx \frac{4}{3}\pi V \left(\frac{f}{c}\right)^3 \tag{4}$$

Entsprechend ergibt sich die mittlere Eigenfrequenzdichte zu

$$\frac{dN_f}{df} \approx \frac{4}{3}\pi V \frac{f^2}{c^3} \tag{5}$$

und der mittlere Eigenfrequenzabstand zu

$$< \Delta f_{max} > \approx \frac{c^3}{4\pi V f^2} \tag{6}$$

Für kleine Räume liefert Gleichung (4) leider sehr ungenaue Werte. Grund dafür ist die vereinfachende Anschauung der Punktvolumina als Quader sowie die Reduktion des Koordinatensystems auf einen Oktanten. Der Vollständigkeit halber soll hier, auch ohne Herleitung, die exakte Gleichung zur Bestimmung der Eigenfrequenzanzahl erwähnt werden:

$$N_f = \frac{4}{3}\pi V \left(\frac{f}{c}\right)^3 + \frac{\pi}{4} S \left(\frac{f}{c}\right)^2 + \frac{L}{8}\frac{f}{c} \tag{7}$$

mit dem Raumvolumen $V = L_x L_y L_z$, der Gesamtoberfläche $S = 2(L_x L_y + L_y L_z + L_x L_z)$ und der Gesamtkantenlänge $L = 4(L_x + L_y + L_z)$ [2]. Mit dieser Gleichung lässt sich ein wesentlicher Unterschied zwischen großen und kleinen Räumen verdeutlichen. Denken wir uns einen kleinen Raum A mit den Maßen $4 \times 3 \times 2$ m^3 im Vergleich zu einem großen Konzertsaal B mit den Abmessungen $50 \times 25 \times 10$ m^3. Nach Gleichung (7) ergibt sich für Raum A bis 100 Hz eine Modenanzahl von 7, für Raum B hingegen schon von 1571. Der mittlere Eigenfrequenzabstand bei 100 Hz beträgt für Raum A 13,4 Hz, für Raum B aber nur 0,03 Hz. Das bedeutet, dass im großen Konzertsaal bei 100 Hz die Raummoden mit drei Resonanzen zwischen 100 und 101 Hz bereits so dicht liegen, dass ein quasi linearer Frequenzgang erreicht ist. Zwei Resonanzspitzen mit einem Abstand von 13 Hz hingegen, wie in Raum A, bei 100 Hz immerhin bereits eine Terz auseinander, werden den Klang im Raum erheblich verfärben.

3.2.3 Lösung der Wellengleichung für Rechteckräume mit nicht schallharten Wänden

Mit Hilfe der obigen Betrachtung können wir die Lage der Eigenfrequenzen in beliebigen Rechteckräumen bereits genau bestimmen. Dennoch hat die erhaltene Darstellung der Resonanzspitzen (Abb. 3) noch wenig Ähnlichkeit mit einer Raum-Übertragungsfunktion. Das liegt daran, dass es in der Realität keine Räume mit vollkommen schallharten Wänden gibt. Selbst in Hallräumen liegen die Absorptionsgrade in der Regel zwischen 0,01 und 0,03. In einem idealen Hallraum mit dem Absorptionsgrad Null über den gesamten Frequenzbereich für alle Wände kann sich für keine Frequenz außer für die Eigenfrequenzen ein Schallfeld aufbauen und im Knotenpunkt einer Resonanz ist der Schalldruck Null. Die Bedämpfung der Wände bewirkt, dass sich die Energie der Resonanzspitzen auf einen größeren Frequenzbereich verteilt, die Resonanzspitzen werden also sowohl breiter als auch schwächer. Mit ansteigender Wanddämpfung wird der Frequenzgang des Raum mit gleichzeitig sinkenden Schalldrücken immer linearer, bis er für den idealen schalltoten Raum mit unendlicher Wanddämpfung die Gerade p=0 erreicht. In diesem Raum kann sich nur Direktschall ausbreiten. Weder der Aufbau eines stationären Schallfeldes noch die Entwicklung einer Raumantwort durch Reflexionen ist möglich.

Um die Wandbeschaffenheit zu berücksichtigen, muss die spezifische Impedanz der Wände ζ in die Differentialgleichung mit einfließen, so dass die Randbedingungen für die sechs Wände lauten:

$$\zeta_x \frac{dp_1}{dx} = ikp_1 \qquad \text{für } x = 0$$

$$\zeta_x \frac{dp_1}{dx} = -ikp_1 \qquad \text{für } x = L_x$$

etc.

Daraus ergibt sich nun eine komplexe Lösung für die Wellenzahl k:

$$\underline{k}_{lmn} = \frac{\omega_{lmn}}{c} + j\frac{\delta_{lmn}}{c} \tag{8}$$

wobei der Realanteil erwartungsgemäß nicht von der Lösung für den unbedämpften Fall (1) abweicht, wohingegen sich im Imaginäranteil, im Unterschied zu (1) nun > 0, die Dämpung δ wiederfindet, die sich auch durch den Reflexionsgrad R ausdrücken lässt:

$$\delta = -\frac{c}{L} ln|R|$$

Ein genauerer Ausdruck für die Dämpfung jeder Raumresonanz f_{lmn} findet sich bei L.Cremer [1]. Sie hängt hier nicht nur vom Absorptionsgrad jeder einzelnen Wand, sondern auch vom Winkel ϑ ab, in dem sich die stehende Welle der lmn–Mode zwischen den Wänden aufbaut:

$$\delta_{lmn} = \frac{c}{4}\left(\frac{\cos\vartheta_x}{l}(\alpha'_{x0} + \alpha'_{xL}) + \frac{\cos\vartheta_y}{m}(\alpha'_{y0} + \alpha'_{yL}) + \frac{\cos\vartheta_z}{n}(\alpha'_{z0} + \alpha'_{zL})\right) \tag{9}$$

Dabei meint der Ausdruck α'_{x0} den genauen Ausdruck des Absorptionsgrades

$$\alpha'_{x0} = -\ln(1 - \alpha_{x0}) \tag{10}$$

für die Wand, die an der Stelle x=0 senkrecht auf der x-Achse steht (entsprechend auch für die Absorptionsgrade der übrigen Wände). Selbstverständlich wäre es auch möglich, die Absorptionsgrade frequenzabhängig auszudrücken, um einen von f abhängigen Ausdruck für die Dämpfung δ zu erhalten. Da in diesem Zusammenhang jedoch nur der Bassbereich des Spektrums von Interesse ist, ist es ausreichend, die Dämpfung als konstant anzusehen.

Bei näherer Betrachtung der Formel für die Dämpfung sieht man, dass der Wert für die Axialmoden am geringsten ist. Außerdem ist festzustellen, dass alle harmonisch zueinander liegenden Resonanzen denselben Dämpfungswert besitzen. Der Grund dafür ist, dass sowohl die Anzahl der Reflexionen pro Zeiteinheit als auch der Winkel der stehenden Wellen zu den Wänden für alle Vielfachen gleich ist. Abb. 5 zeigt in einem Stabdiagramm die Dämpfung aller Resonanzen bis zur Großraumfrequenz in einem Beispielraum[2].

[2] Abmessungen: $5 \times 4 \times 3$ m^3. Absorptionsgrad für alle Wände 0,3.

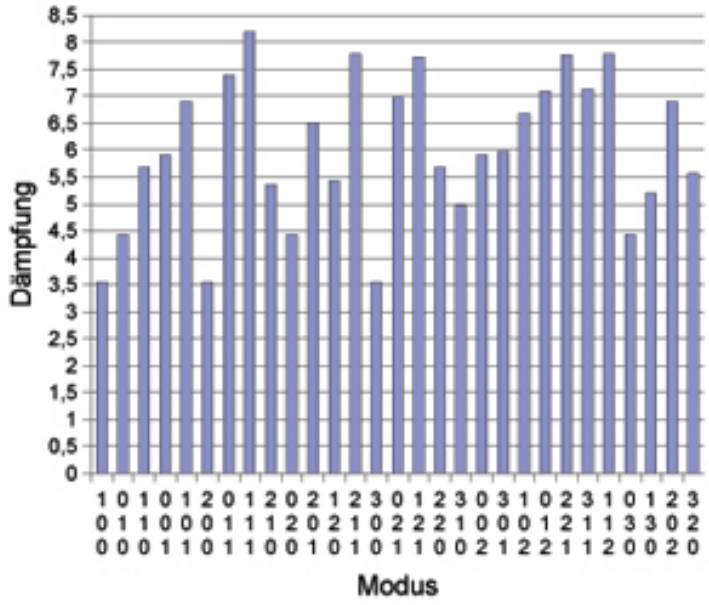

Abbildung 5: Die ersten 30 Raummoden mit der zugehörigen Dämpfung in einem Raum mit den Abmessungen $5 \times 4 \times 3$ m^3. Alle Wände haben den Absorptionsgrad 0,3.

3.2.4 Die Berechnung der Großraumfrequenz

Als Halbwertsbreite bezeichnet man den Abstand zwischen den beiden Frequenzen links und rechts einer Resonanz, deren Schallenergie 3 dB unterhalb des Resonanzmaximums liegt. Für die Halbwertsbreite gilt [2]:

$$(\Delta f)_n = \frac{\delta_n}{\pi} \tag{11}$$

Die Halbwertsbreite und damit die Güte der Maxima ist also bei konstanter Dämpfung nicht frequenzabhängig. Das erklärt, warum der Frequenzgang zu hohen Frequenzen hin immer glatter wird: die Halbwertsbreite bleibt gleich, während die Dichte der Resonanzen zunimmt. Dieses Phänomen führt zum entscheidenden Kriterium für die Unterscheidung zwischen akustisch großen und kleinen Räumen: Es muss eine Grenzfrequenz – die so genannte Großraumfrequenz – ermittelt werden, oberhalb derer die Resonanzen so dicht liegen, dass sie sich überlagern, während unterhalb dieser Frequenz jede Resonanz einzeln – im Allgemeinen störend – in Erscheinung tritt. M. Schröder [4] stellte für die Großraumfrequenz, die nach ihm auch Schröderfrequenz genannt wird, die Bedingung, dass im Durchschnitt drei Resonanzen in den Bereich der Resonanz-Halbwertsbreite fallen müssten. Dies entspricht der Gleichsetzung von (6) und (11):

$$3\frac{c^3}{4\pi V f^2} = \frac{\delta_n}{\pi}$$

Nach der Frequenz aufgelöst:

$$f = \frac{5400}{\sqrt{V\delta_n}}\text{Hz}$$

Die Dämpfung lässt sich auch durch die Nachhallzeit ausdrücken [3], die im Allgemeinen leichter empirisch zu bestimmen oder durch die Sabinesche Formel (vgl. Gleichung 19) zu berechnen ist:

$$T = \frac{6,9}{\delta_n}$$

Durch Einsetzen erhält man die allgemein bekannte Formel für die Schröder- oder Großraumfrequenz:

$$f_s = 2000\sqrt{\frac{T}{V}} \tag{12}$$

Alle unsere Betrachtungen über das Wellenfeld beziehen sich auf den Frequenzbereich unterhalb der Großraumfrequenz, wo der Raum als „akustisch klein“ angesehen werden kann.

3.2.5 Die Schalldruckverteilung im Raum

Um das stationäre Schallfeld im Raum zu bestimmen, muss die Wellengleichung (1) mit einem Ausdruck zur Beschreibung des anregenden Schalldrucks gleichgesetzt werden. Dieser setzt sich zusammen aus der anregenden Kreisfrequenz ω, der Amplitude p_0 und einer Funktion $q(r)$ zur Beschreibung der Dichte der Schallquellen, von denen angenommen wird, dass sie unendlich kleine Abmessungen haben und kontinuierlich über den Raum verteilt sind:

$$\Delta p + d^2 p = -\omega p_0 q(r) \tag{13}$$

Durch Lösung der Differentialgleichung ergibt sich für die Schalldruckverteilung im Raum die sogenannte *Green's Funktion* [2]:

$$p_\omega(r) = jQ\omega p_0 \sum \frac{p_n(r) p_n(r_0)}{K_n(k^2 - k_n^2)} \tag{14}$$

Dabei beschreiben $p(r)$ und $p(r_0)$ den Schalldruck am Punkt des Empfängers und am Punkt der Quelle. Der Faktor K_n leitet sich aus der Lösung der Differentialgleichung ab, er kann als konstant angenommen werden. In Q sind Eigenschaften der Quelle enthalten.

Setzt man den Ausdruck für die komplexe Wellenzahl (8) in (14) ein, so erhält man als Übertragungsfunktion vom Punkt der Quelle (r_0) zum Punkt des Empfängers (r) [2]:

$$p_\omega(r) = jQc^2\omega p_0 \sum_{lmn} \frac{p_{lmn}(r) p_{lmn}(r_0)}{(\omega^2 - \omega_{lmn}^2 - 2j\delta_{lmn}\omega_{lmn}) K_{lmn}} \tag{15}$$

In der Gleichung ist eine Summe aller Raumresonanzen ω_{lmn} enthalten. Jede Resonanz hat die Form eines Bandpasses, dessen Güte durch die Dämpfung δ bestimmt wird.

Der Schalldruck am Ort der Quelle und des Empfängers im Nenner der einzelnen Summanden der Übertragungsfunktion leitet sich aus der Schalldruckverteilung im Raum ab, die für jede Raummode eine andere Struktur aufweist. An einem Punkt mit den Koordinaten x, y und z (in Gleichung (15) werden Polarkoordinaten verwendet) in einem Raum mit den Abmessungen $L_x \times L_y \times L_z$ gilt für den Schalldruck [3]:

$$p_{lmn}(x, y, z, t) = p_0 \cdot \cos\left(\frac{l\pi x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{m\pi y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{L_z}\right) \cdot e^{j\omega_{lmn} t} \tag{16}$$

Die räumliche Schalldruckverteilung für verschiedene Resonanzen lässt sich leicht anhand der Abbildungen 6, 7 und 8 nachvollziehen.

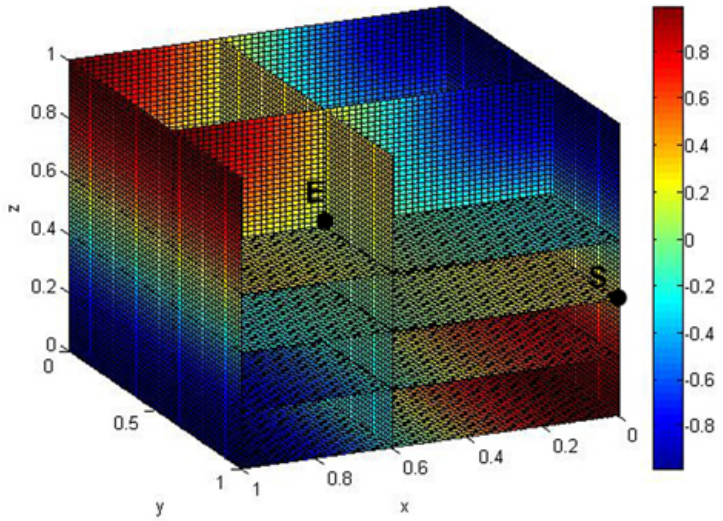

Abbildung 6: Schalldruckverteilung im Raum für die 101–Mode. Sowohl Sender als auch Empfänger befinden sich in Knotenpunkten.

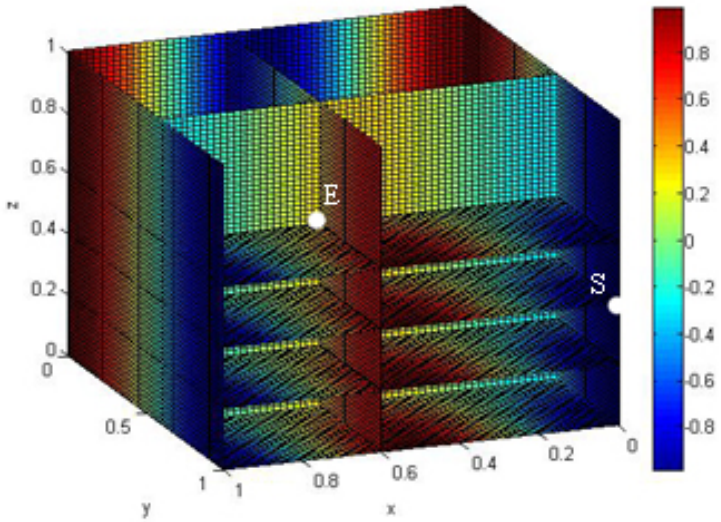

Abbildung 7: Schalldruckverteilung im Raum für die 210–Mode. Der Sender befindet sich in einem Maximum, der Empfänger in einem Knotenpunkt

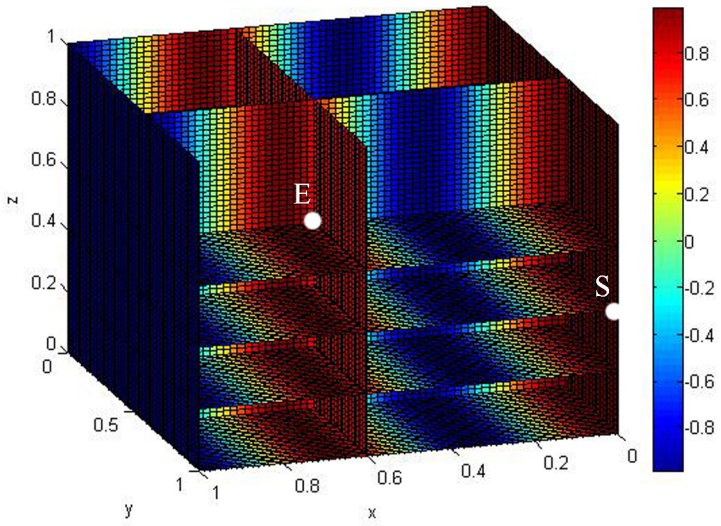

Abbildung 8: Schalldruckverteilung im Raum für die 300–Mode. Sowohl Sender als auch Empfänger befinden sich in Resonanzmaxima.

4 Zur Funktionsweise von MATLAB

Um die folgende Erläuterung zur Programmierung des Rechenwegs besser verständlich zu machen, soll hier zunächst eine kurze Einführung in die Funktionsweise des Programms MATLAB gegeben werden [6].

MATLAB ist ein Programm zur Berechnung, Darstellung und Programmierung technisch–wissenschaftlicher Zusammenhänge. Da MATLAB ursprünglich zur Programmierung matrizenbasierter Software entwickelt wurde („*matrix laboratory*“), basiert jede Anwendung auf der Berechnung von Vektor- und Matrix-Elementen.

Das Programmieren beruht im Wesentlichen auf dem Erstellen von *functions*, einer Kombination von Befehlen, hinter der sich ein einfacher mathematischer Algorithmus oder auch eine komplizierte Anwendung verbergen kann. Diese Funktionen werden als *m-Files* (Dateiendung `.m`) gespeichert. Sie enthalten meistens auch weitere Funktionen. Der Benutzer kann bereits auf eine große Bibibliothek von Funktionen zurückgreifen, die vor allem mathematische und logische Operationen beinhalten.

Funktionen können die Ein– und Ausgabe von Größen beinhalten (z.B. die Eingabe von Faktoren und die Ausgabe eines Produkts) oder auch einfach einen Befehl ausführen, wie etwa „öffne ein neues Fenster“.

Im *Command Window* können Funktionen und andere Befehle durch Eingabe ihres Namens ausgeführt werden.

MATLAB kennt verschiedene Arten von Variablen: Skalare, Vektoren und Matrizen, Textzellen und *structure arrays*. Diese letzteren bieten die Möglichkeit, verschiedene Größen in einer einzigen Variablen abzulegen. Jede Teilvariable wird in eine Spalte des *structure arrays* geschrieben und kann unter Angabe ihres Namens aus der Gesamtvariablen abgerufen werden. Die *structure arrays* eignen sich gut dazu, einen größeren Satz an Daten von der einen in eine andere Funktion zu transportieren.

Eine Reihe von *Plot*–Funktionen ermöglicht die zwei– oder dreidimensionale Darstellung von Daten.

Außerdem gibt es die Möglichkeit, *Graphical User Interfaces* (abgekürzt *GUIs*) zu programmieren. Es wird eine grafische Benutzeroberfläche geschaffen, mit der auf der Basis von Windows–basierten Bedienelementen (Tastknöpfe, Ankreuzfelder, Schieberegler, Popup-Menüs, Texteingabefenster etc.) Funktionen ausgeführt und Daten ein– und ausgegeben werden können. Die Zuordnung von Befehlen zu den einzelnen Bedienelementen und ihre Verkettung untereinander wird ebenfalls in einem *m-File* programmiert. Die grafischen Informationen zum GUI werden in einer Datei mit der Endung `.fig` („Figure“) abgelegt.

Die Möglichkeit zur Programmierung von GUIs wurde auch in der hier programmierten Anwendung genutzt.

Damit die spätere Beschreibung der Programmierung verständlich wird, sollen hier einige Grundelemente von GUIs erklärt werden. In unserem Simulationsprogramm wurden folgende Bedienelemente benutzt:

***Edit–Text–*Fenster** Fenster zur Eingabe und Ausgabe von Daten

Sliders Schieberegler zur Eingabe von numerischen Daten

Pushbuttons Tastknöpfe zum Ausführen eines Befehls

Checkboxes Ankreuzfelder zur Wahl einer Option

Radiobuttons Wahlknöpfe zur Exklusiv–Wahl zwischen mehreren Optionen

Axes Koordinatensystem zur grafischen Darstellung

Popup Menus Popupmenüs zur Auswahl zwischen mehreren Möglichkeiten

Jedem Bedienelement ist im *m-File* eine so genannte *Callback Function* zugeordnet, in der die Aktion festgelegt wird, die beim Bedienen des Elements ausgelöst werden soll.

Das *m-File* enthält außerdem eine *Opening Function*, in der festgelegt wird, was bereits vor dem Öffnen des Fensters geschehen soll. Es kann beispielsweise eine grafische Darstellung ausgeführt werden, die beim Öffnen des Fensters bereits zu sehen ist.

Zum „Datentransport “ zwischen den Funktionen verschiedener Bedienelemente wird ein *structure array* benutzt, das nach jeder Aktion aktualisiert wird.

5 Die Programmierung der vorliegenden Anwendung zur Auralisation des Wellenfelds

Das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Programm zur Auralisation des Wellenfelds in Räumen besteht aus zwei interaktiven Fenstern, so genannten *Graphical User Interfaces*, die hintereinandergesetzt sind.

Das erste Fenster dient der komfortablen Eingabe von Daten, nämlich den diversen frei definierbaren Eigenschaften des Raums und der Hörsituation.

Im zweiten Fenster werden die Rechenergebnisse ausgegeben. Dazu gehört die grafische Darstellung der Übertragungsfunktion, die akustische Ausgabe der Raumimpulsantwort – auch als Wave-Datei speicherbar – und die akustische Ausgabe der Klangbeispiele sowohl im Original als auch als Ergebnis der Faltung mit der Raumimpulsantwort.

Das Programm wurde sowohl für die Auralisation von Mono– als auch Stereo–Klangbeispielen konzipiert. Hier soll zunächst die Funktionsweise des Programms zur Auralisation von monofonen Klangbeispielen erklärt werden. Die für die Stereo–Anwendung erforderlichen Änderungen werden im Anschluss erläutert.

5.1 Eingabe der Raumeigenschaften

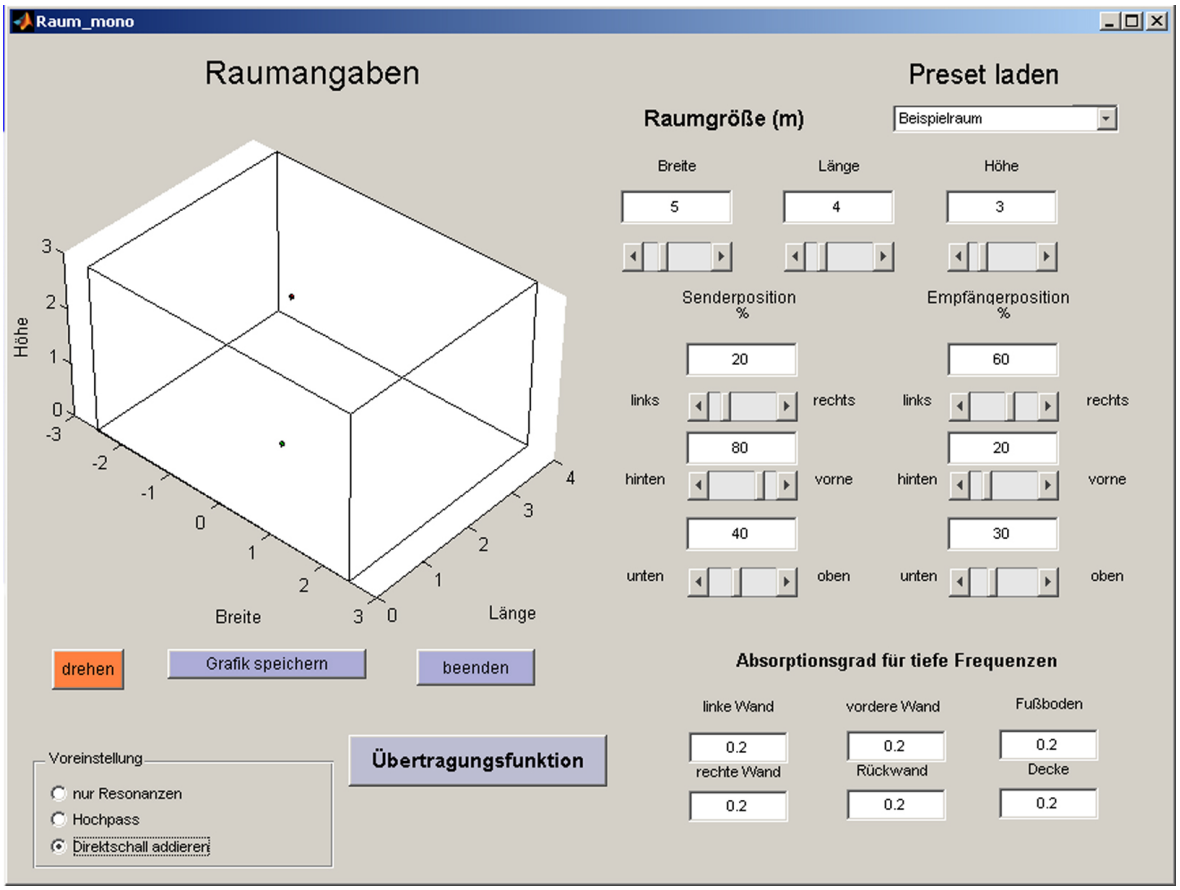

Abbildung 9: Das Eingabefenster des Raumsimulationsprogramms.

Das erste interaktive Fenster – im Quelltext mit `Raum_mono` benannt – dient der Eingabe von Daten (Abb. 9). Daten, die eingegeben werden können, sind alle frei zu definierenden Konstanten der Rechnung:

- die Raumdimensionen: Breite L_x, Länge L_y und Höhe L_z
- das Dämpfungsverhalten der Wände in Form ihres Absorptionsgrades für Frequenzen unterhalb der Großraumfrequenz, benannt nach der Achse, auf der sie senkrecht stehen:
  - für die linke Wand: a_{x0}
  - für die rechte Wand: a_{xL}
  - für die Rückwand: a_{y0}
  - für die vordere Wand: a_{yL}
  - für den Boden: a_{z0}
  - für die Decke: a_{zL}
- die Koordinaten der Senderposition: x_s, y_s, z_s
- die Koordinaten der Empfängerposition: x_e, y_e, z_e

Zur leichteren Bedienung erfolgt die Eingabe der Koordinaten der Sender- und Empfängerposition in Prozent der Raumkantenlänge in der entsprechenden Dimension und wird erst später in absolute Werte umgerechnet. 100 Prozent in x-Richtung bedeuten ganz rechts, 100 Prozent in y-Richtung ganz vorne, 100 Prozent in z-Richtung ganz oben.

Damit der Benutzer die Eingabe überprüfen kann, wird nach jeder Änderung eine dreidimensionale Darstellung des Raums mit den Positionen von Sender und Empfänger aktualisiert.

Zusätzlich kann der Benutzer in diesem Eingabefenster zwischen drei möglichen Voreinstellungen für die Rechnung wählen: Bei der Einstellung „nur Resonanzen“ wird das Wellenfeld nach der oben beschriebenen Methode bis zur zweifachen Großraumfrequenz berechnet. Danach bricht die Rechnung ab. Bei der Voreinstellung „Direktschall addieren“ wird der Direktschall der Quelle nach dem 1/r–Gesetz berechnet und zur Übertragungsfunktion hinzuaddiert. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Quelle keinerlei Richtwirkung und einen vollkommen linearen Frequenzgang hat. Diese Vorgehensweise kommt der Realität ein kleines Stück näher, wenngleich auch hier oberhalb der Großraumfrequenz keine Aussage über den Raum getroffen wird. Die dritte Voreinstellung ermöglicht statt der Addition des Direktschalls die Addition eines Hochpasses, der an der obersten berechneten Resonanz ansetzt, um die Übertragungsfunktion bis 20 kHz zu komplettieren. Die Hochpass-Addition hat keine theoretische Bedeutung, sie hat aber den Vorteil, dass der Höreindruck bei der Auralisaiton vertrauter ist, da im Gegensatz zur Voreinstellung „nur Resonanzen“ das ganze Spektrum des Musikbeispiels zu hören ist. Bei der Direktschall-Addition ist eine ausreichende Höhenwiedergabe nur in geringer Entfernung zur Quelle gegeben. Die Wahl der Voreinstellung erfolgt über eine Gruppe untereinander exklusiver so genannter *radiobuttons*.

Um Zeit bei der Eingabe zu sparen, wurde außerdem ein Popup-Menü programmiert, das das Laden einer voreingestellten Raumkonfiguration ermöglicht. Eine der Voreinstellungen stellt beispielsweise die „Regie 2“ des Erich-Thienhaus-Instituts mit der üblichen Abhörposition und der üblichen Position für den linken Lautsprecher dar[3]. Auch die beiden Überäume, die im Kapitel „Vergleich mit Messwerten“ betrachtet werden, können als Preset geladen werden.

Der Tastknopf „Übertragungsfunktion berechnen“ öffnet das nächste Fenster, das im Quelltext mit `Auralisation_mono` benannt ist (Abb. 10). Wenn keine Eingabe erfolgt ist, werden die Daten der Default-Einstellung, die beim Öffnen des Programms geladen wurden, verwendet.

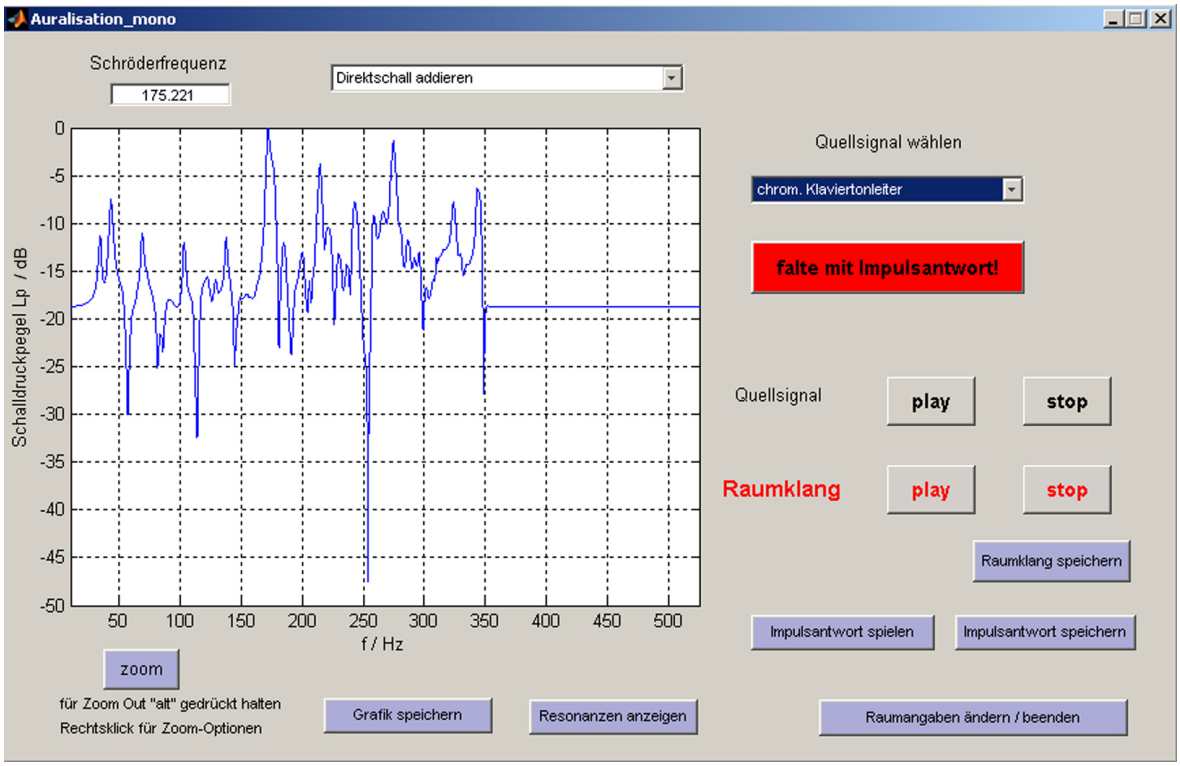

Abbildung 10: Das Ergebnisfenster des Raumsimulationsprogramms.

[3]Eine weitere Einstellung für den rechten Lautsprecher erübrigt sich, da aufgrund der Symmetrie des Raums und der zum Raum symmetrischen Aufstellung der Lautsprecher das Wellenfeld an beiden Punkten identisch ist.

Die benutzerdefinierten Größen – Raumdimensionen, Senderposition, Empfängerposition, Absorptionsgrade der Wände und der Status der *radiobuttons* zur Entscheidung über den Direktschall – werden mit dem Befehl `global` in das nächste *GUI* mitgenommen.

5.2 Berechnung der Übertragungsfunktion

Die Berechnung der Übertragungsfunktion aus den eingegebenen Daten erfolgt in der so genannten *Opening Function* des *GUI*, so dass die grafische Darstellung bei Öffnen des Fensters bereits fertiggestellt ist.

Für die Rechnung ist zunächst die Definition folgender nicht vom Benutzer wählbarer Konstanten notwendig:

Schallgeschwindigkeit	$c = 343,4\,\mathrm{m/s}$
Samplingfrequenz	$f_s = 44100\,\mathrm{Hz}$
Grad der Fast–Fourier–Transformation	$n = 2^{16}$

Nun werden als erstes die Koordinaten der Sender- und der Empfängerposition in absolute Werte umgerechnet:

$$x_{s,absolut} = \frac{x_s \cdot L_x}{100}$$

$$y_{s,absolut} = \frac{y_s \cdot L_y}{100}$$

$$z_{s,absolut} = \frac{z_s \cdot L_z}{100}$$

Das Entsprechende gilt für die Koordinaten des Empfängers.
Nach Gleichung (15) gilt für die komplexe Übertragungsfunktion des Wellenfelds:

$$p = p_0 \sum_{l=0}^{k_x} \sum_{m=0}^{k_y} \sum_{n=0}^{k_z} \frac{\omega \cdot A_{lmn}}{(\omega^2 - {\omega_{lmn}}^2 - 2j\omega_{lmn}\delta_{lmn})}; \qquad l+m+n > 0 \tag{17}$$

Der aus Gleichung (15) stammende Ausdruck $\frac{jp_0c^2Q}{K}$ wird als konstant angenommen: Wir gehen davon aus, dass die Quelle ungerichtet ist und einen exakt linearen Frequenzgang hat. Da wir uns weder für den absoluten Schalldruck noch für die absolute Phasenlage interessieren, sondern den relativen Verlauf der Übertragungskurve berechnen wollen, ziehen wir den konstanten Ausdruck zu einem Faktor p_0 zusammen, für den willkürlich eine Größe gewählt werden kann.

Die Variable in der Gleichung ist die Kreisfrequenz ω zu $\omega = 2\pi f$. Alle übrigen Elemente der Gleichung müssen nun durch die eingegebenen Daten – Raumgröße, Senderposition, Empfängerposition, Absorptionsgrade – ausgedrückt werden.

Der Faktor A_{lmn} bezeichnet die örtliche Variation des Schalldrucks, die durch Gleichung (16) beschrieben wird:

$$p_{lmn}(x_s, y_s, z_s, x_e, y_e, z_e) = 8p_0 \cos\left(\frac{l\pi x_s}{L_x}\right) \cos\left(\frac{m\pi y_s}{L_y}\right) \cos\left(\frac{n\pi z_s}{L_z}\right) \cos\left(\frac{l\pi x_e}{L_x}\right) \cos\left(\frac{m\pi y_e}{L_y}\right) \cos\left(\frac{n\pi z_e}{L_z}\right)$$

Einzusetzen sind natürlich die absoluten Werte für die Sender- und Empfängerkoordinaten. Der Faktor A_{lmn} soll in dieser Arbeit im weiteren als „örtlicher Schalldruckvarianzfaktor“ bezeichnet werden.
Für die Resonanzkreisfrequenz ω_{lmn} gilt analog zu Gleichung (3):

$$\omega_{lmn} = \pi \cdot c \sqrt{\left(\frac{l}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2} \tag{18}$$

Für p_0 als Maximalschalldruck wählen wir willkürlich den Wert 1.

Die Summe muss so weit laufen, bis die Resonanzfrequenz der Raummoden die Großraumfrequenz überschritten hat. Das ist mit Sicherheit der Fall, wenn die Schröderfrequenz in jeder Raumrichtung einmal durch eine Axialmode überschritten wurde. Zwar ist die Schröderfrequenz mit großer Sicherheit bereits vorher mehrmals durch Tangentialmoden und schräge Moden überschritten, doch sind

dann noch nicht alle Resonanzen in diesem Frequenzbereich aufgetreten, so dass die Modendichte verfälscht wäre, insbesondere in Räumen mit sehr ungleichen Kantenlängen, also verhältnismäßig langen oder hohen Räumen. Um einen ausreichend großen Frequenzbereich inklusive der Oktave über der Schröderfrequenz betrachten zu können, soll die Summe also bis zur Mode $k_x k_y k_z$ laufen, dessen Resonanzfrequenz mit Sicherheit weit über der doppelten Großraumfrequenz liegt. Dazu stellen wir die folgenden Ungleichungen auf:

$$k_x > \frac{4 f_{schröder} L_x}{c}$$
$$k_y > \frac{4 f_{schröder} L_y}{c}$$
$$k_z > \frac{4 f_{schröder} L_z}{c}$$

k bezeichnet hier eine natürliche Zahl und ist nicht mit der Wellenzahl zu verwechseln.

Die Schröderfrequenz des Raums wird nach Gleichung (12) aus der Sabineschen Nachhallzeit berechnet:

$$f_{schröder} = 2000\sqrt{\frac{T}{V}}$$

Nun liegen uns, da wir ja virtuelle Räume betrachten, für die Nachhallzeit keine Messwerte vor. Daher sind wir gezwungen, an dieser Stelle auf das statistische Modell der Raumakustik zurückzugreifen, um die Nachhallzeit aus der Sabineschen Formel zu berechnen:

$$T = 0,163\frac{V}{A} \tag{19}$$

Wie aus der Motivation für diese Arbeit hervorgeht, lässt sich die Realität durch das statistische Modell in kleinen Räumen nur unzureichend beschreiben, doch da wir die Großraumfrequenz nur zur Festlegung einer oberen Grenze für die Darstellung des Wellenfelds benötigen, ist diese grobe Berechnung hier völlig ausreichend.

Das Raumvolumen V und die äquivalente Absorptionsfläche A, die für die Berechnung der Nachhallzeit benötigt werden, können wie folgt aus den eingegebenen Daten berechnet werden:

$$V = L_x L_y L_z$$
$$A = L_y L_z a'_{x0} + L_y L_z a'_{xL} + L_x L_z a'_{y0} + L_x L_z a'_{yL} + L_x L_y a'_{z0} + L_x L_y a'_{zL})$$

Mit den Absorptionsgraden a'_{x0} etc. ist die genaue, logarithmische Form gemeint, wie sie in Gleichung (10) nachzulesen ist.

All diese Überlegungen dienten der Festlegung der oberen Grenzen der Summe. Nun fehlt noch ein Ausdruck für die Dämpfung δ. Diese berechnet sich nach Gleichung (9) für jeden Summanden der Ordnungszahl lmn zu:

$$\delta_{lmn} = \frac{c}{4}\left(\frac{\cos\vartheta_x}{L_x}(\alpha'_{x0} + \alpha'_{xL}) + \frac{\cos\vartheta_y}{L_y}(\alpha'_{y0} + \alpha'_{yL}) + \frac{\cos\vartheta_z}{L_z}(\alpha'_{z0} + \alpha'_{zL})\right)$$

Auch hier muss die logarithmische Form des Absorptionsgrades nach (10) eingesetzt werden. ϑ_x, ϑ_y und ϑ_z bezeichnen den Neigungswinkel der Ausbreitungsrichtung der stehenden Welle gegenüber der x-Achse, y-Achse und z-Achse. Dieser Winkel muss aus dem folgenden Zusammenhang abgeleitet werden:

Für die Wellenzahl k gilt nach [1]:

$$k_x = \frac{l\pi}{L_x} = k\cos\vartheta_x$$

In Kombination mit Gleichung (2)

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$$

erhält man:

$$\cos\vartheta_x = \frac{l\pi c}{L_x \omega_{lmn}}$$

und die entsprechenden Ausdrücke für ϑ_x, ϑ_y und ϑ_z. (Für die Axialmoden wird $\cos\vartheta$ eins.)

Damit können wir aus den eingegebenen Daten die Übertragungsfunktion zwischen zwei Punkten im Wellenfeld vollständig berechnen.

5.3 Darstellung der Übertragungsfunktion

Die oben berechnete Übertragungsfunktion ist eine komplexe Funktion und kann daher nicht in ihrer ursprünglichen Form vollständig dargestellt werden. Wir interessieren uns vor allem für die Amplitude des Schalldrucks und bilden daher zunächst den Betrag der Übertragungsfunktion:

$$|p| = \left| p_0 \sum_{l=0}^{k_x} \sum_{m=0}^{k_y} \sum_{n=0}^{k_z} \frac{\omega \cdot A_{lmn}}{(\omega^2 - {\omega_{lmn}}^2 - 2j\omega_{lmn}\delta_{lmn})} \right| \tag{20}$$

Dargestellt werden soll der Schalldruckpegel L_p über der Frequenz f. Der Schalldruckpegel errechnet sich zu

$$L_p = 20 \log_{10} \left(\frac{|p|}{|p|_{max}} \right)$$

Auf der x-Achse soll nicht der gesamte Frequenzbereich bis 20 kHz dargestellt werden, sondern lediglich der betrachtete Bereich bis zur zweifachen Großraumfrequenz. Damit auch der Abfall der Kurve bzw. der Übergang zu dem Bereich, in dem nur noch der Direktschall wirksam ist, gut zu sehen ist, wird als obere Grenze der x-Achse derjenige Frequenzwert gewählt, der 1,5 mal so groß ist wie die höchste berechnete Resonanz, also:

$$f_{oben} = 1,5 f_{k_x k_y k_z}$$

Die Frequenzskala ist linear, damit die einzelnen Resonanzspitzen besser zu sehen sind. Damit sieht die Darstellung der Amplituden-Übertragungsfunktion für einen beliebigen Raum[4] zum Beispiel so aus wie in Abb. 11.

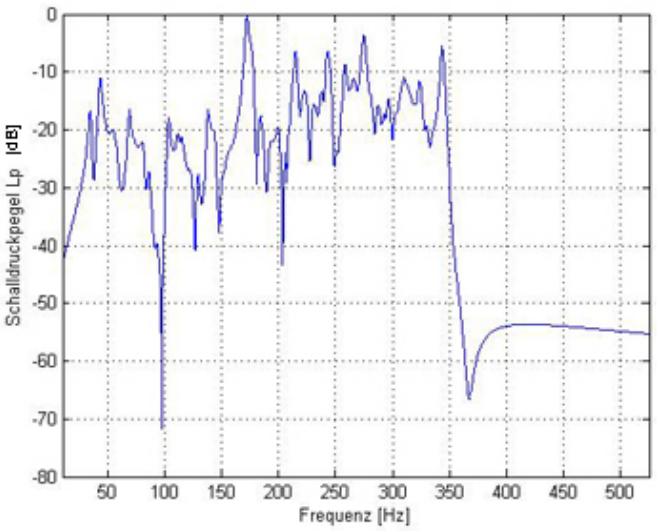

Abbildung 11: Beispiel für eine Amplituden-Übertragungsfunktion (Datenangabe siehe Text).

Zur optischen Ausgabe der Rechenergebnisse gehören außerdem zwei weitere Tastknöpfe:

Der Taster „Grafik speichern“ öffnet ein neues Fenster mit der grafischen Darstellung der Übertragungsfunktion, das in der Menüleiste die Option „speichern“ enthält.

Der Taster „Resonanzen anzeigen“ öffnet eine Grafik, in der alle Raumresonanzen als Diagramm dargestellt sind. Die Höhe der Spitzen entspricht der Dämpfung.

Diese Grafik enthält zwei wichtige Informationen:

Zum einen kann die Lage und Dichte der Resonanzen im Unterschied zur Übertragungskurve hier sehr gut beobachtet werden. Es ist gut zu erkennen, wie die Modendichte mit steigender Frequenz zunimmt.

Zum anderen ist es im direkten Vergleich mit der Amplituden-Übertragungsfunktion möglich herauszufinden, welche Minima der letzteren tatsächlich durch das Nichtvorhandensein einer Resonanz und welche hingegen einfach durch den Knotenpunkt einer Resonanz hervorgerufen werden.

[4]Daten: L_x=5; L_y=4; L_z=3; x_s=20; y_s=80; z_s=40; x_e=60; y_e=20; z_e=30; $a_{x0} = a_{xL} = a_{y0} = a_{yL} = a_{z0} = a_{zL}$=0,2.

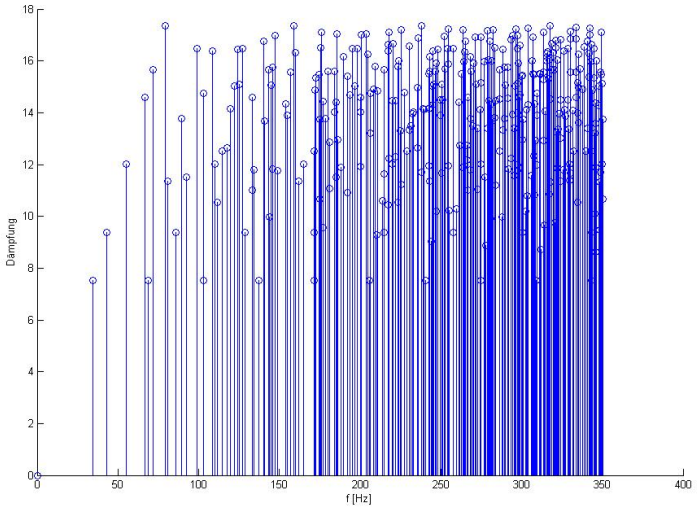

Abbildung 12: Darstellung der Resonanzen mit ihrer zugehörigen Dämpfung nach dem Befehl „Resonanzen anzeigen“ (Datenangabe siehe Text).

5.4 Berechnung der Impulsantwort

Ebenfalls in der *Opening Function* wird aus der Übertragungsfunktion die Raumimpulsantwort errechnet. Sie ist damit bei Öffnen des Fensters bereits im *structure array* `handles`, das im Programm als Zwischenspeicher dient, gespeichert und kann auf Knopfdruck abgespielt, als Wave-Datei gespeichert oder zur Faltung mit Musikbeispielen weiterverwendet werden. Die Impulsantwort $h(t)$ entsteht aus der inversen Fourier-Transformation der Übertragungsfunktion $H(\omega)$:

$$H(\omega) \rightarrow f(t) \tag{21}$$

Der Befehl `wavwrite` generiert aus dem Vektor h eine Mono-Wave-Datei mit 16 bit und 44,1 kHz.

5.5 Addition eines Hochpasses

Weil die Fortsetzung bis 20 kHz zu lange dauern würde und weil oberhalb der Schröderfrequenz die Raumantwort durch geometrische Effekte dominiert wird, wurde die Rechnung bisher gut eine Oktave über der Schröderfrequenz abgebrochen. Dies ist zwar korrekt, liefert aber eine sehr unnatürliche Raumimpulsantwort, die bei der Faltung mit Klangbeispielen nur sehr schwer auditiv bewertet werden kann, wie sich später zeigen wird: Der Höreindruck, dass die Mitten und Höhen im Klangbeispiel fehlen, ist so dominant, dass sich das Gehör kaum auf die Effekte unterhalb der Schröderfrequenz konzentrieren kann. Um dem vorzubeugen, wurde eine wählbare Voreinstellung eingerichtet, bei der zur Übertragungsfunktion ein Hochpass addiert wird, der bei der obersten berechneten Resonanz ansetzt. Als Amplitude des Hochpasses wird willkürlich der Wert gewählt, der 20 dB unter dem Maximalwert der Amplituden-Übertragungsfunktion liegt. Dieser Hochpass hat keine Entsprechung in der Theorie, sondern dient nur dem angenehmeren Höreindruck.

Die Rechnung für den Hochpass lautet:

$$p_{HP} = p + \frac{p_{max}}{1 + j\left(\frac{f_g}{f}\right)^4}$$

Ob ein Hochpass addiert werden soll oder nicht – oder ob stattdessen der Direktschall addiert werden soll – kann der Benutzer im ersten Fenster vor dem Starten der Rechnung wählen, aber auch nach Beendigung der Rechnung im zweiten Fenster durch ein Popup-Menü. Wird in diesem Popup-Menü eine neue Einstellung gewählt, wird gegebenenfalls die Übertragungsfunktion durch Addition korrigiert, die Impulsantwort neu berechnet und die grafische Darstellung aktualisiert.

Das Popup-Menü zur Wahl zwischen Hochpassaddition, Direktschalladdition oder einfach bei der Grenzfrequenz abgebrochener Rechnung wurde auch deswegen in das zweite Fenster eingebaut, damit

ein schneller Hörvergleich zwischen den drei Optionen möglich wird. Bei jeder Änderung die Übertragungsfunktion neu zu berechnen, würde für diesen Zweck jedoch zu lange dauern. Daher wird in jedem Fall zusätzlich zu der im ersten Fenster gewählten Form der Übertragungsfunktion auch die Ursprungsform für die Rechnung im zweiten Fenster gespeichert. Die Berechnung der ursprünglichen Übertragungsfunktion geht den Berechnungen für die Hochpass- und Direktschalladdition ja in jedem Fall voraus. Beim Umschalten des Popup-Menüs wird dann lediglich auf die Ursprungsform zurückgegriffen und gegebenenfalls der Hochpass oder der Direktschall addiert – eine einfache Rechnung, die wenig Rechenzeit benötigt.

5.6 Addition des Direktschalls

In dem Bemühen, das Modell der Realität weiter anzunähern, wurde die Möglichkeit geschaffen, den Direktschall zur Übertragungsfunktion hinzuzuaddieren. Dazu wurde angenommen, dass der Direktschalldruck der Quelle innerhalb eines willkürlich gewählten Radius von 10 cm dem Wert entspricht, der in dieser Raumkonstellation maximal, also im günstigsten Fall eines Resonanzmaximums, auftreten kann. Um diesen Wert zu bestimmen, muss anhand der Übertragungsfunktion (17) überlegt werden, wie die Gleichung für ein Maximum aussieht. Wir nehmen zunächst an, dass sich sowohl Quelle als auch Empfänger in Raumecken befinden, so dass der Cosinus-Ausdruck im Nenner eins wird. Weiterhin ist leicht zu erkennen, dass alle Ausdrücke, die mit ω zusammenhängen, wegfallen, falls die anregende Frequenz einer Resonanz entspricht. Es bleibt für die maximal mögliche Amplitude:

$$p_{max} = \left| \frac{p_0}{-2j\delta_{lmn}} \right|$$

Die Gleichung für die Dämpfung δ findet sich unter (9). Es ist zu erkennen, dass sie um so kleinere Werte annimmt, je weniger Summanden größer als Null sind, also für Axialmoden minimal wird. Abhängig von den Absorptionsgraden und den Raumabmessungen sind die Axialmoden in x-, in y- oder in z-Richtung am schwächsten bedämpft (die Gleichung zeigt, dass alle Axialmoden einer Raumrichtung dieselben Dämpfungswerte aufweisen). Um die am schwächsten bedämpfte Axialmode und somit den kleinstmöglichen Wert der Dämpfung zu bestimmen, muss aus den folgenden drei Ausdrücken

$$\delta_{100} = \frac{c}{4} \frac{a'_{x0} + a'_{xL}}{L_x}$$

$$\delta_{010} = \frac{c}{4} \frac{a'_{y0} + a'_{yL}}{L_y}$$

$$\delta_{001} = \frac{c}{4} \frac{a'_{z0} + a'_{zL}}{L_z}$$

derjenige mit dem kleinsten Wert, δ_{min}, bestimmt werden. Die maximal mögliche Schalldruckamplitude in der gegebenen Raumkonstellation lautet somit:

$$p_{max} = \frac{p_0}{2\delta_{min}}$$

Der maximal mögliche Schalldruck muss nicht dem tatsächlichen Maximum der Übertragungsfunktion entsprechen, da er nur auftreten kann, wenn sowohl Sender als auch Empfänger in Raumecken positioniert sind. Wählt man p_{max} als Amplitude des Direktschalls in unmittelbarer Nähe der Quelle, so ist damit gewährleistet, dass der Schalldruck nirgendwo im Raum größer sein kann als am Ort der Quelle.

Durch die Addition des Direktschalls ergibt sich also als neue Übertragungsfunktion:

$$p_{Dir} = p + \frac{r_0 p_{max}}{r}$$

r_0 bezeichnet den Bezugsradius, hier 10 cm, in dessen Entfernung der Direktschall den Wert p_{max} annehmen soll. Wird diese Entfernung unterschritten, also für $0 < r < 10$ cm, soll der Schalldruck weiterhin den Wert p_{max} haben, damit der Schalldruck in der Nähe der Quelle nicht unendlich groß werden kann. Die Entfernung des Empfängers von der Quelle r berechnet sich aus den angegebenen kartesischen Koordinaten wie folgt:

$$r = \sqrt{(x_s - x_e)^2 + (y_s - y_e)^2 + (z_s - z_e)^2}$$

Die Addition erfogt im komplexen Bereich, die Amplituden-Übertragungsfunktion unter Berücksichtigung des Direktschalls berechnet sich also zu:

$$\left| p_{Dir} = p + \frac{r_0 p_{max}}{r} \right|$$

Ob der Klang in der Einstellung „Direktschall addieren“ oder in der Einstellung „Hochpass addieren“ am besten zu beurteilen ist, hängt vom Abstand zwischen Sender und Empfänger ab. In einem großen Raum etwa, wo sich Sender und Empfänger in Raumecken befinden, kann der Direktschall so schwach sein, dass durch das Fehlen von mittleren und hohen Frequenzen in der Auralisation der Eindruck von „Mulmigkeit“ überwiegt. In diesem Fall ist es angebracht, statt dem Direktschall lieber den Hochpass zu addieren, um den Klang beurteilen zu können. Andersherum kann bei einem sehr kleinem Abstand von Sender und Empfänger der Direktschall so dominant sind, dass die Resonanzeffekte im Bassbereich kaum zu hören sind. Auch hier wird empfohlen, die Einstellung „Hochpass addieren“ zu benutzen.

Die Einstellung „Direktschall addieren“ führt aber in jedem Fall zu einem realistischeren Ergebnis.

5.7 Akustische Ausgabe der Ergebnisse

Ein zweites Popup-Menü im „Ausgabe-Fenster“ bietet einige Mono-Wave-Dateien – sowohl *anechoic files*[5] als auch andere – zur Auswahl an, die in dem berechneten virtuellen Raum auralisiert werden können.

Dazu muss das ausgewählte Klangbeispiel zunächst mit der errechneten Impulsantwort gefaltet werden. Dies geschieht mit dem Matlab-Befehl `fftfilter`. Dieser Befehl nutzt die so genannte *overlap-add*-Methode [5] [6] zur schnellen Faltung. Signal A wird blockweise FFT-transformiert, mit der FFT-Transformierten von Signal B multipliziert und wieder in den Zeitbereich zurücktransformiert. Der Name *overlap-add* bezieht sich auf die Art und Weise, in der die gefalteten Blöcke wieder zusammengefügt werden.

Das Ergebnis der Faltung ist der Klang des Beispiels im virtuellen Raum. Dieser kann nun als Audiosignal abgespielt und beurteilt werden. Wurde die Faltung beim Befehl „play“ noch nicht durchgeführt, erscheint eine Fehlermeldung.

Die zur Faltung verwendete Impulsantwort aus dem Zwischenspeicher entspricht immer dem jeweiligen Status des Popup-Menüs, entweder „nur Resonanzn“ oder „Hochpass addieren“ oder „Direktschall addieren“. Damit zwischen den beiden Optionen ein Hörvergleich möglich wird, bleibt für jede Einstellung eine eigene Impulsantwort im Zwischenspeicher und – falls bereits mit einem Klangbeispiel gefaltet wurde – auch ein eigenes Raumsignal. Will man also mit möglichst wenig Wartezeit die beiden Einstellungen hörend vergleichen, ist es ratsam, zunächst für beide die Faltung durchzuführen. Dann kann man schnell mit Hilfe des Popup-Menüs hin- und herschalten und unter „Raumklang“ das jeweilige Faltungsergebnis abspielen.

Als Hilfe für den Benutzer färbt sich der Taster „Signal mit Impulsantwort falten“ rot, sobald entweder eine andere Voreinstellung oder ein neues Klangbeispiel ausgewählt wurde, zur Erinnerung daran, dass noch kein aktuelles Faltungsergebnis im Zwischenspeicher vorliegt. Wurde in der anderen Einstellung bereits mit dem aktuellen Klangbeispiel gefaltet, ist eine zweite Faltung nicht erforderlich.

5.8 Realisation des Programms für Stereo-Anwendungen

Um stereofone Klangbeispiele auralisieren zu können, müssen zwei verschiedene Übertragungsfunktionen und zwei verschiedene Impulsantworten berechnet werden, einerseits für den Übertragungsweg vom linken, andererseits vom rechten Sender zum Empfänger. Obwohl wir uns unter dem Empfänger einen Hörer mit einem Ohrabstand von ca. 17 cm vorstellen, wird er in der Simulation als monofon betrachtet, weil wir annehmen, dass sich das stationäre Schallfeld in dem von uns betrachteten Frequenzbereich am Punkt des linken Ohrs nur unwesentlich von dem am Punkt des rechten unterscheidet: Sobald ein Viertel der Wellenlänge der anregenden Frequenz den Ohrabstand unterschreitet, also ab 500 Hz aufwärts, fällt der Unterschied in der Resonanzstruktur zwischen den beiden Punkten nicht

[5] *Anechoic files* sind im reflexionsarmen Raum aufgenommene Klangbeispiele, die zur Simulation akustischer Quellen im virtuellen Raum verwendet werden können.

mehr ins Gewicht. Für die große Mehrzahl der von uns betrachteten Räume, deren Großraumfrequenz weit unterhalb von 500 Hz liegt, ist die Koinzidenzannahme für beide Ohren also ohne wesentliche Verfälschung der Rechnung möglich.

Abb. 13 verdeutlicht das mit einem Vergleich von zwei Übertragungskurven. Für die Berechnung der zweiten Kurve wurde der Empfänger um 17 cm verschoben.

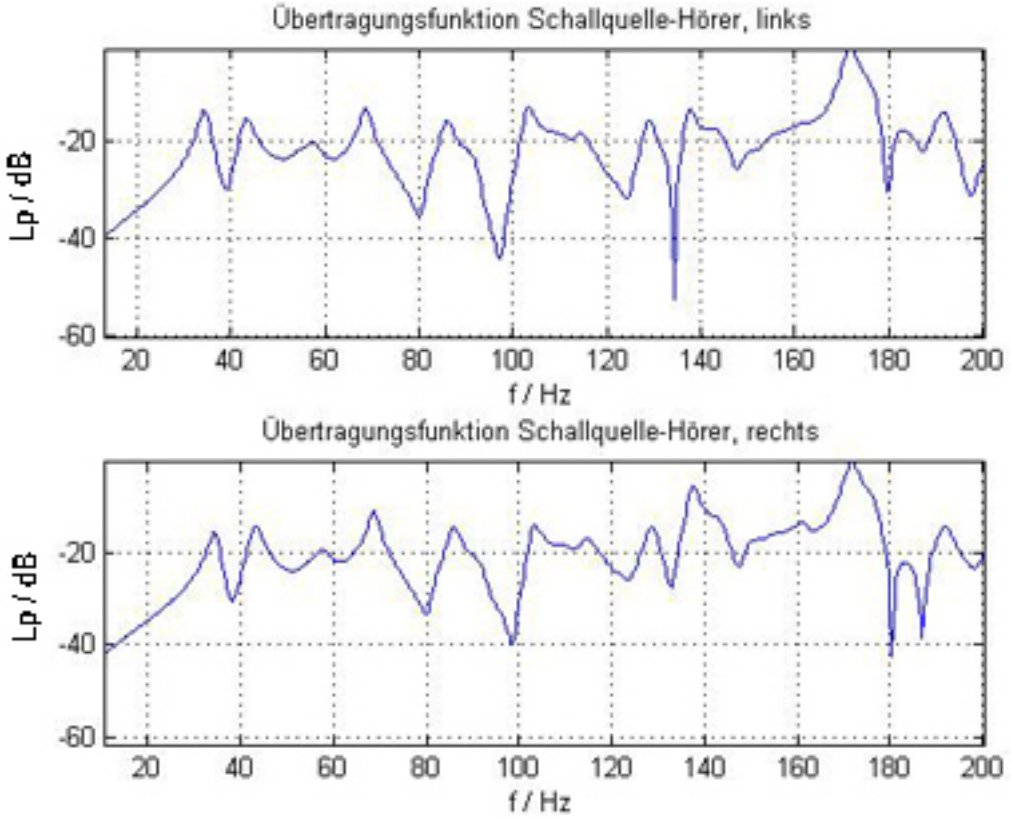

Abbildung 13: Übertragungsfunktionen von einem Mono-Sender zu zwei verschiedenen Empfängern, die im Abstand von 17 cm aufgestellt sind.

Im Unterschied zu der Mono-Version des Programms sind in der Stereo-Version also zwei Empfängerpositionen einzugeben. Ein Ankreuzfeld (engl. *checkbox*) ermöglicht es, die Positionen des linken und rechten Senders symmetrisch zu koppeln. Es wird dann die Position des linken Senders an der yz-Ebene gespiegelt und das Ergebnis auf die Position des rechten Senders übertragen:

$$\begin{aligned} x_{rechts} &= 100\% - x_{links} \\ y_{rechts} &= y_{links} \\ z_{rechts} &= z_{links} \end{aligned}$$

Beim Verändern einer Koordinate des einen Senders bewegt sich, solange das Ankreuzfeld aktiviert ist, automatisch der andere Sender entsprechend der obigen Gesetzmäßigkeit mit. Diese Abhängigkeit ist in der grafischen Anzeige zu sehen.

Anlass zu dieser Option der symmetrischen Kopplung von linkem und rechtem Sender gibt die Tatsache, dass eine zur yz-Ebene symmetrische Aufstellung der Lautsprecher wegen des akustischen Vorteils (zumindest aus Sicht des geometrischen Modells) oft der realen Abhörsituation entspricht: Bei symmetrischer Aufstellung ist die Amplituden-Übertragungsfunktion für das Wellenfeld links und rechts gleich.

Nach Ausführung des Befehls „Übertragungsfunktion berechnen“ wird die oben beschriebene Berechnung der Übertragungsfunktion und der Impulsantwort nun einmal mit den Koordinaten des linken und einmal mit denen des rechten Senders durchgeführt. Im zweiten Fenster werden entsprechend zwei Kurven angezeigt. Die beiden Impulsantworten werden zu einer Stereo-Impulsantwort zusammengefasst, indem aus den zwei Vektoren für die linke und rechte Impulsantwort eine Zwei-Spalten-Matrix wird. Der Befehl „Impulsantwort spielen“ spielt diese Matrix als Stereo-Audiosignal ab.

Im Popup-Menü „Signal wählen“ stehen nun Stereo-Wave-Dateien zur Auswahl. Zur Faltung nach dem Befehl „Signal mit Impulsantwort falten“ wird das Beispielsignal, das ebenfalls als Zwei-Spalten-Matrix vorliegt, zunächst in den linken und rechten Anteil getrennt. Beide Vektoren werden einzeln mit der jeweiligen Mono-Impulsantwort gefaltet und danach wieder zu einem Stereo-Signal, also einer Zwei-Spalten-Matrix, zusammengefügt.

Abb.14 und 15 zeigen die beiden Fenster des Programms in der Stereo-Version.

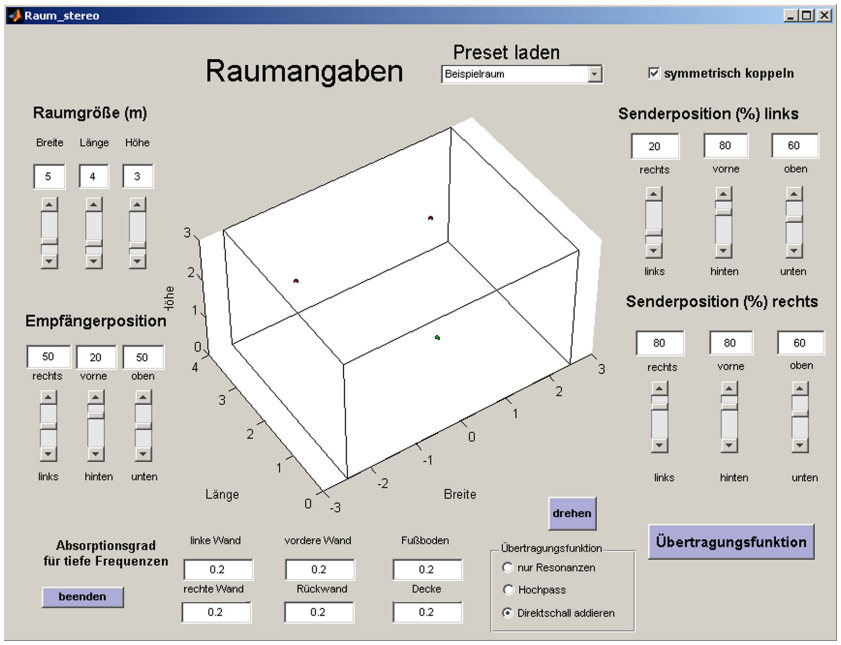

Abbildung 14: Das Eingabefenster des Raumsimulationsprogramms in der Stereo-Version.

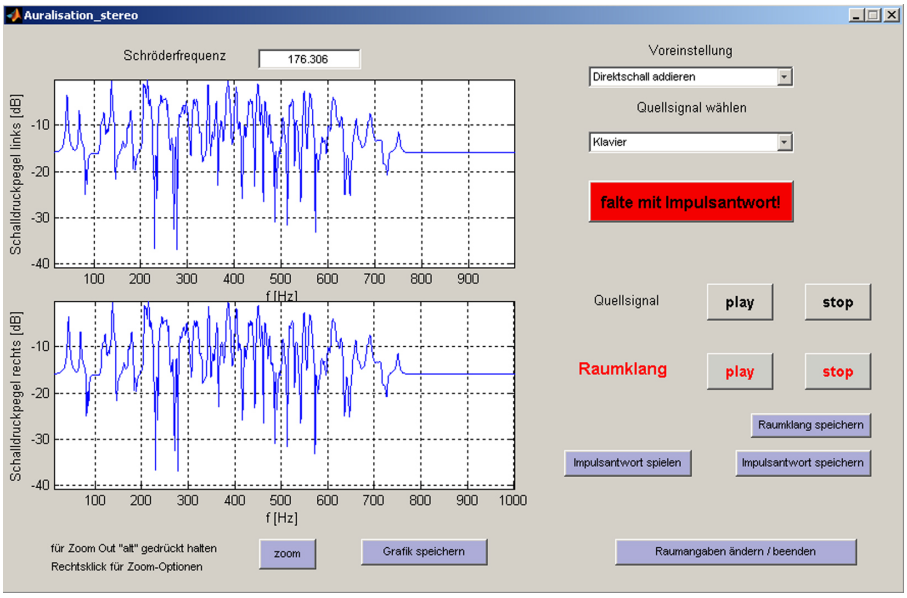

Abbildung 15: Das Ergebnisfenster des Raumsimulationsprogramms in der Stereo-Version.

6 Auswertung der grafischen Ergebnisse

6.1 Analyse der Übertragungsfunktion eines Beispielraums

Der Weg von den einzelnen Resonanzwerten zur Übertragungsfunktion ist für die Eckpositionen in einem stark reflektierenden Raum am leichtesten nachzuvollziehen. Als Beispiel soll uns ein Raum mit den Abmessungen $5 \times 4 \times 3$ m^3 dienen. Alle Wände seien gleich reflektierend mit einem Absorptionsgrad im Bassbereich von 0,1.

Zunächst betrachten wir den Fall, dass sich Sender und Empfänger in benachbarten Ecken des Raums befinden. In einer Raumecke muss der Schalldruck jeder einzelnen Resonanz maximal sein, ein Wissen, das die Analyse der Übertragungskurve stark vereinfacht. Die folgende Tabelle zeigt alle Raummoden bis 120 Hz mit den jeweiligen Frequenzwerten, der zugehörigen Dämpfung sowie dem Faktor der örtlichen Schalldruckvarianz A_{lmn} (vgl. Kapitel 3.2.5).

Mode	Frequenz [Hz]	Dämpfung [Hz] δ	A_{lmn}
100	34,40	4,43	-1
010	43,00	5,68	1
110	55,07	5,91	-1
001	57,33	6,89	1
101	66,86	3,55	-1
200	68,80	7,39	1
011	71,67	8,2	1
111	79,50	5,36	-1
210	81,13	4,43	1
020	86,00	6,51	1
201	89,56	5,43	1
120	92,62	7,79	-1
211	99,35	3,55	1
300	103,20	6,97	-1
021	103,36	7,73	1
121	108,93	5,68	-1
220	110,13	4,98	1
310	111,80	5,91	-1
002	114,67	5,97	1
301	118,06	6,68	-1
102	119,72	7,09	-1
012	122,46	7,77	1

Abb. 16 zeigt nun die Übertragungsfunktion zwischen den beiden Raumecken. Indem man die Resonanzspitzen der Kurve mit den Werten aus der Tabelle vergleicht, kann man bereits einige generelle Zusammenhänge erkennen:

Zunächst ist deutlich zu sehen, dass die Axialmoden weniger stark bedämpft sind als Tangential- oder schräge Moden und dass die Axialmode in der Dimension mit dem größten Wandabstand am stärksten ist. Weiterhin ist zu sehen, dass alle Obertöne einer Resonanz - also z.B. die Moden 020, 030 usw. - gleich stark sind wie der Grundton, also die 010–Mode. Bereits bei 54 Hz ist der Frequenzabstand zwischen zwei Moden so gering im Vergleich zu ihrer Halbwertsbreite, dass es zu Überlagerung kommt. Die Höhe des Peaks ist nun nicht mehr nur von der Dämpfung der einzelnen Resonanzen abhängig, sondern auch von ihrer Phasenlage: Wie man sich leicht anhand von Abb. 6, 7 und 8 deutlich machen kann, ist nur die Amplitude der Moden in allen Raumecken gleich, das Maximum kann aber in einer Raumecke der Scheitelpunkt der positiven Halbwelle und in der anderen der Scheitelpunkt der negativen Halbwelle sein. Aufschluss darüber gibt der Koeffizient A_{lmn} in der Tabelle. Im geschilderten Fall der Phasenverschiebung zwischen beiden Punkten ist A_{lmn} gleich -1. Zum Verständnis dieses Phänomens wäre es auch möglich, sich die Übertragungsfunktion in der komplexen Ebene als Ortskurve darstellen zu lassen.

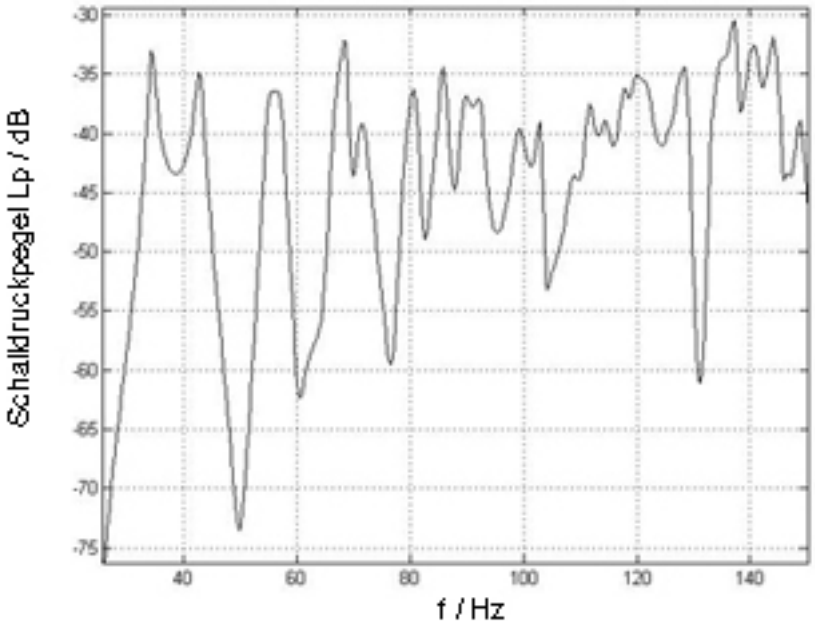

Abbildung 16: Übertragungsfunktion zwischen benachbarten Raumecken im Raum $5 \times 4 \times 3$ m^3

Eine phasengleiche Addition aller Maxima kann nur auftreten, wenn sich Sender und Empfänger beide in derselben Ecke des Raums befinden. Dieser Fall ist natürlich sehr unrealistisch. Die Koinzidenz von Sender und Empfänger ist nur gegeben, wenn es sich um einen Instrumentalisten oder, besser noch, um einen Sänger oder Sprecher handelt, der sich allerdings selten exakt in einer Raumecke aufhalten wird. Außerdem wäre der Direktschall in diesem Fall so dominant, dass der Raumeinfluss keine große Rolle spielen würde. Trotzdem ist dieser unrealistische Fall für die Theorie wichtig, um den Unterschied zu allen anderen Fällen zu verstehen. Abb. 17 zeigt die Übertragungsfunktion zwischen zwei benachbarten Raumecken im Vergleich zu der Übertragungsfunktion für den Fall, dass sich Sender und Empfänger in derselben Raumecke befinden.

Die oben stehende Tabelle gilt für diese Kurve ebenso, mit dem einzigen Unterschied, dass A_{lmn} immer 1 ist.

Der Vergleich der beiden Kurven zeigt deutlich den Einfluss der Phase in der Überlagerung der Resonanzen. Im tieferen Frequenzbereich, wo die Moden noch einzeln auftreten, hat der Phasenunterschied lediglich Einfluss auf die Bandbreite der Maxima. Das ist leicht zu verstehen, wenn man sich vorstellt, auf welche Art sich die Einzelresonanzen addieren, wie in Abb.18 für die ersten drei Moden dargestellt ist: Da die Bandbreite der einzelnen Resonanzkurven endlich groß ist, kommt es selbst bei großen Frequenzabständen zu geringfügigen Überlagerungen. Benachbarte Moden, die eine umgekehrte Phasenlage haben, wirken also nicht wie sonst verstärkend, sondern abschwächend auf eine Resonanz, sie verringern die Bandbreite und den Wert des Maximums. In unserem Beispiel haben die vier Resonanzspitzen immer abwechselnd einen örtlichen Schalldruckvarianzfaktor von $A = 1$ und $A = -1$. Es ist gut zu erkennen, dass durch die Addition die Bandbreite der Maxima verringert wird. Die Abbildung dieser Addition ist natürlich eine unzulängliche Vereinfachung, weil wir uns auf die Darstellung der Amplituden beschränken, obwohl die Addition im komplexen Bereich geschieht. Daher kann die Addition der blauen Kurven in Abb. 18 je nach Phasenlage sowohl die rote als auch die schwarze Kurve ergeben.

Der Fall der Koinzidenz von Sender und Empfänger in einer Raumecke ist übrigens der einzige, für den die Übertragungsfunktion mit zumehmender Frequenz ständig ansteigt, was natürlich ist, da sich die Dichte der Moden ja trotz gleichbleibender Bandbreiten mit steigender Frequenz ständig erhöht. Für alle anderen Positionen wird dieser Effekt aber durch gegenphasige Überlagerungen ausgeglichen.

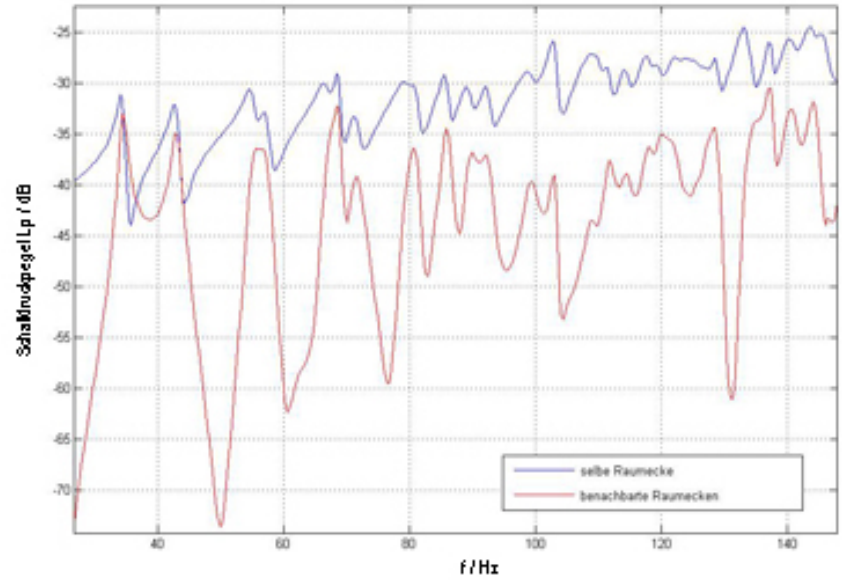

Abbildung 17: Übertragungsfunktion für den Fall, dass sich Sender und Empfänger in derselben Raumecke befinden, und für den Fall, dass sie sich in benachbarten Raumecken befinden

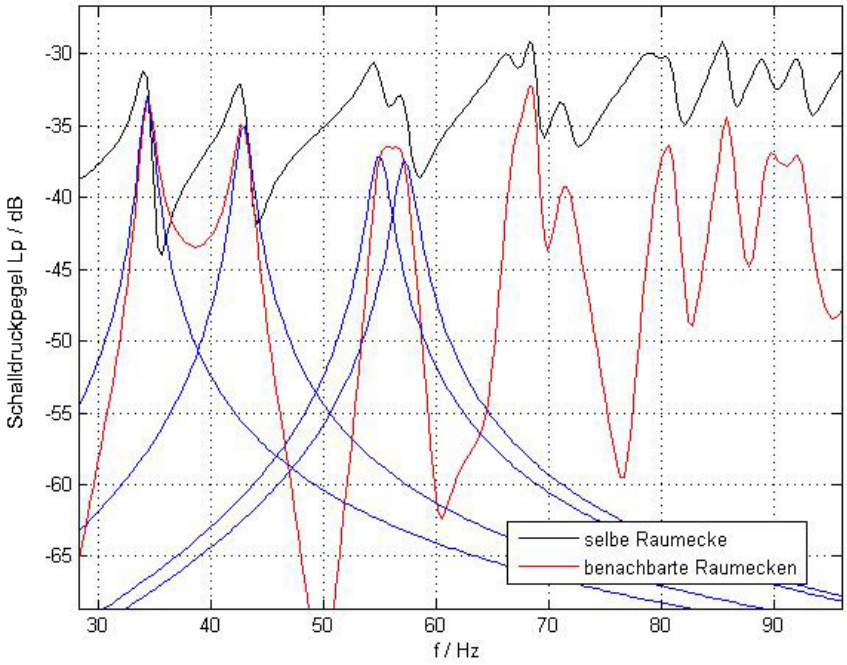

Abbildung 18: Phasenabhängige Addition der einzelnen Resonanzen. Bei gleicher Phase führt die Addition zu der schwarzen Kurve, bei ungleicher Phase z.B. zu der roten Kurve.

6.2 Auswirkungen der Wanddämpfung

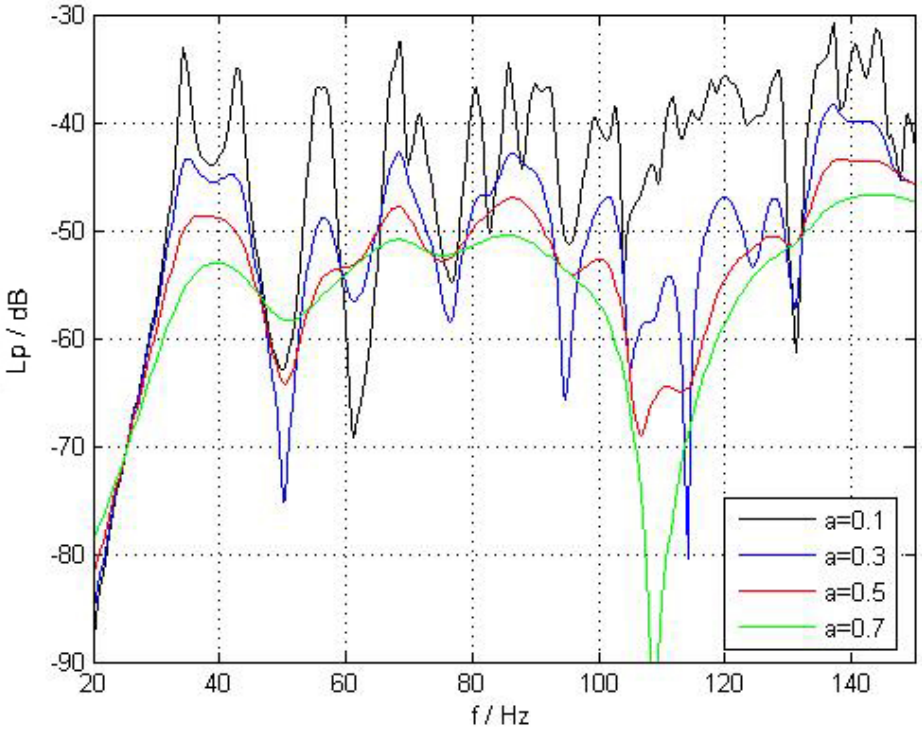

Abbildung 19: Übertragungsfunktionen zwischen benachbarten Ecken eines Raums mit $5 \times 4 \times 3$ m^3. Alle Wände haben den gleichen Absorptionsgrad, in den vier Fällen α=0,1, α=0,3, α=0,5 und α=0,7. Die Senke bei 110 Hz ist darauf zurückzuführen, dass in benachbarten Raumecken verschiedene Raummoden ähnlicher Frequenz entgegengesetzte Phasenlagen haben können. In diesem Fall überlagern sich um 110 Hz mehrere gegenphasige Moden. Mit stärkerer Dämpfung vergrößert sich auch die Bandbreite der Senke. Befinden sich Sender und Epfänger in gegenüberliegenden Raumecken, tritt die Senke nicht auf.

Abb. 19 zeigt, wie sich die Übertragungsfunktion mit unterschiedlicher Bedämpfung der Wände ändert. Den Wänden des Beispielraums wurden in der Simulation Absorptionsgrade von 0,1, 0,3, 0,5 und 0,7 zugeordnet. Sender und Empfänger wurden in benachbarten Raumecken positioniert. Es ist gut zu erkennen, dass die Energie der Resonanzspitzen mit zunehmender Bedämpfung der Wände auf einen größeren Frequenzbereich verteilt wird. Die Bandbreite erhöht sich mit steigendem Absorptionsgrad, wobei der Pegel der Resonanzspitzen abnimmt. Bei einer Wandbedämpfung von $\alpha = 0,7$ ist der Frequenzgang am gleichmäßigsten, der Pegel allerdings am geringsten. Die Gesamtenergie bleibt gleich.

Abb. 20 zeigt, wie sich die inhomogene Bedämpfung der Wände auswirkt. Sind zwei Wandpaare stark bedämpft, das dritte Wandpaar jedoch nicht, treten alle Axialmoden in der schwach bedämpften Raumrichtung als isoliert stehende Peaks auf, die durch den großen Frequenzabstand bis weit über die Großraumfrequenz hinaus wahrnehmbar sind [7]. In der ersten Simulation (blaue Kurve) wurde allen Wänden des Beispielraums ein Absorptionsgrad von 0,3 zugeordnet. Im zweiten Fall (schwarze Kurve) haben die Wände senkrecht zur x-Achse einen Absorptionsgrad von 0,1, alle anderen Wände hingegen von 0,5. Obwohl die Nachhallzeit im ersten Fall 0,3 s und im zweiten nur 0,2 s beträgt, ist der Frequenzgang des ersten, weniger stark, aber regelmäßig bedämpften Raums dem anderen bei weitem vorzuziehen. Diese Art von Raum ist auch prädestiniert für das Auftreten von Flatterechos.

Abb. 21 zeigt eine weitere Verbesserung: Die Wände mit dem größten Abstand zueinander wurden in der roten Kurve etwas stärker bedämpft, das Wandpaar mit dem kleinsten Abstand wurde am geringsten bedämpft. Der Grund dafür ist, dass durch den kleineren zeitlichen Abstand der Reflexionen die Axialmoden zwischen nahen Wänden auch bei gleichem Absorptionsgrad aller Wände – wie in der blauen Kurve – bereits stärker bedämpft sind als die Axialmoden, die sich in der längsten Raumdimension aufbauen. Passt man die Wandbedämpfung an die Raumabmessungen an, wird der

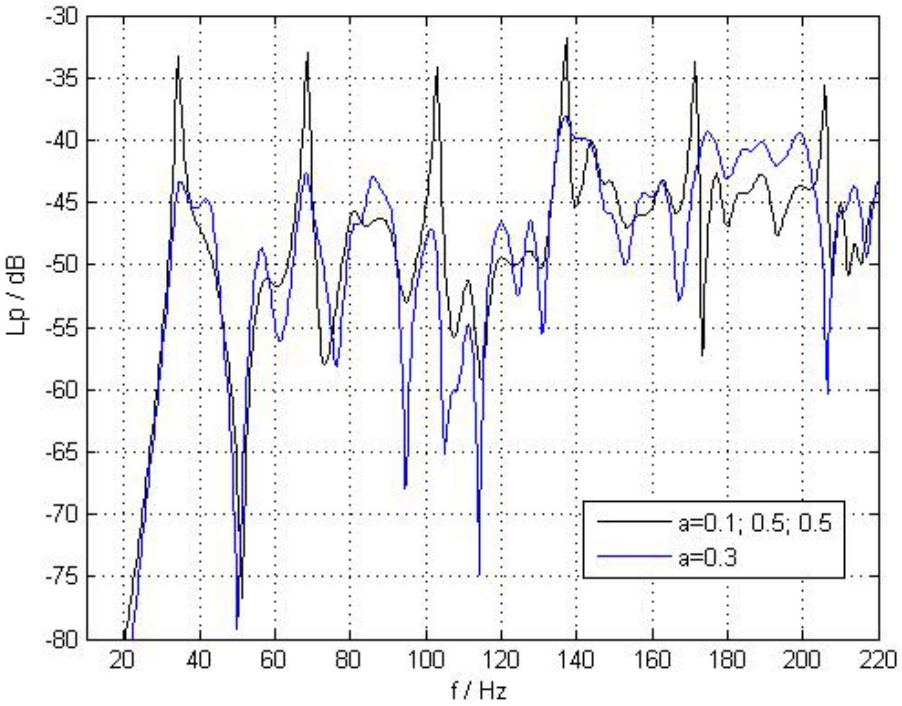

Abbildung 20: Homogene und inhomogene Wanddämpfung. In der blauen Kurve ist α für alle Wände 0,3, in der schwarzen Kurve ist α für Wände senkrecht zur x-Achse 0,1 und für die übrigen Wände 0,5.

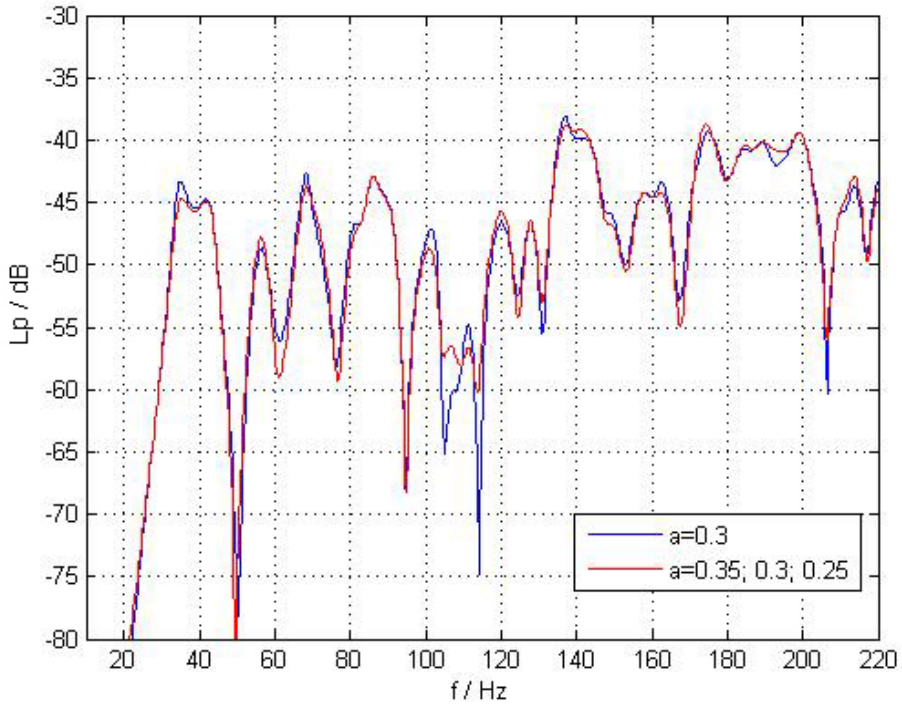

Abbildung 21: Homogen mit $\alpha = 0,3$ bedämpfter Raum (blau) im Vergleich zu an die Raummaße angepasster Wanddämpfung (rot): $\alpha_x = 0,35, \alpha_y = 0,3, \alpha_z = 0,25$.

Frequenzverlauf etwas gleichmäßiger, indem der Unterschied zwischen Maxima und Minima ein wenig gemildert ist. Um dem Schallfeld breitbandig im oberen Frequenzbereich Energie zu entziehen, bietet es sich allerdings an, absorbierende Materialen eher an Wänden mit kleinem Abstand anzubringen, weil die Absorber durch das häufigere Auftreten von Reflexionen an diesen Wänden am stärksten wirken können.

6.3 Auswirkungen der Position von Sender und Empfänger

Die Energie der einzelnen Raummoden hängt wesentlich von der Position im Raum ab, wie in Kapitel 3.2.5 beschrieben wurde. Bisher haben wir in unserem Beispielraum nur Eckpositionen für Sender und Empfänger betrachtet. In den Raumecken liegt für jede Resonanz ein Druckmaximum vor. Minima im Frequenzgang müssen also entweder auf die gegenphasige Überlagerung mehrerer Resonanzen oder auf das Fehlen von Resonanzen zurückzuführen sein. Nun sollen weitere Positionen im Raum betrachtet werden, wo vermutlich Knotenpunkte von verschiedenen Moden liegen.

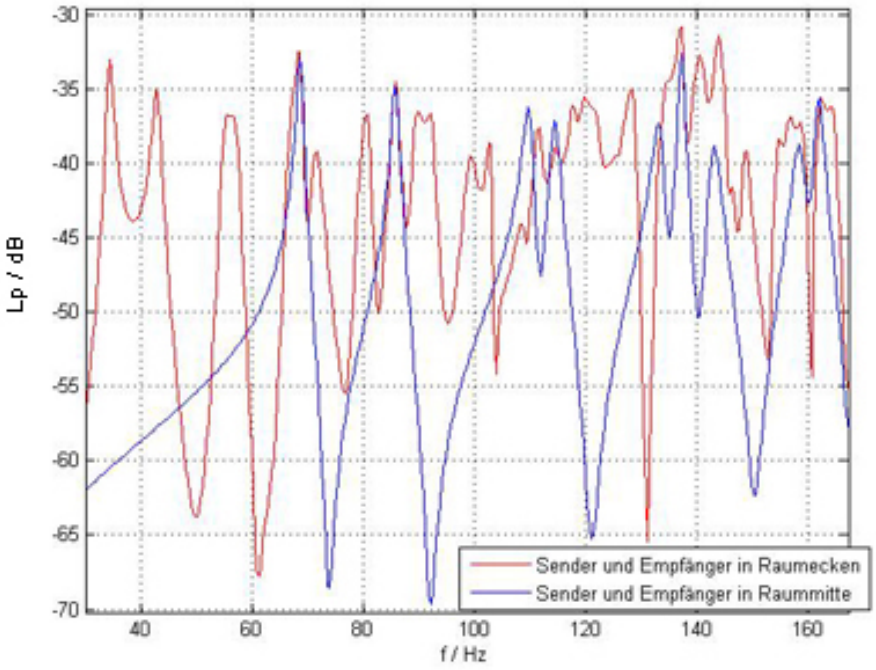

Abbildung 22: Übertragungsfunktion zwischen benachbarten Raumecken (rot) im Vergleich zur Übertragungsfunktion für den Fall, dass sich Sender und Empfänger beide in der Raummitte befinden (blau).

Abb. 22 zeigt den errechneten Frequenzgang für den Fall, dass sich Sender und Empfänger beide genau in der Raummitte befinden, im Vergleich zu der vorher betrachteten Aufstellung in benachbarten Raumecken. In der Mitte des Raums liegt für alle Axial-, Tangential- und schräge Moden ungerader Ordnung ein Knotenpunkt vor, also für alle Frequenzen, die mit ihrer halben, dem Anderthalbfachen, dem Zweieinhalbfachen usw. ihrer Wellenlänge genau in den Raum passen. Einzig Moden, deren Ordnung nur gerade Zahlen enthält, haben in der Raummitte ein Druckmaximum. Die ersten hörbaren Frequenzen an diesem Punkt sind also die Moden 200, 020 und 002 mit 69, 86 und 114 Hz, sowie die Tangentialmoden 2.Ordnung bei 110, 134 und 143 Hz. Die übrigen bis 160 Hz auftretenden Moden sind die 400–Mode und die 222–Mode. Die Modendichte ist also an diesem Punkt des Raums äußerst gering und die Resonanzspitzen werden deutlich als tonales Nachklingen zu hören sein, was durch Auralisation mit Hilfe des vorliegenden Programms, z.B. von Rosa Rauschen, sehr gut nachzuvollziehen ist. Die Raummitte ist damit ein denkbar ungünstiger Platz sowohl für eine Schallquelle als auch für einen Hörer oder ein Mikrofon (es sei denn, es handelt sich um einen Druckgradientenempfänger!). Da sich in diesem Fall beide in der Raummitte befinden, ist der Effekt hier allerdings potenziert.

Abb. 23 zeigt vier verschiedene Aufstellungen. Der Sender bleibt fest in einer Raumecke, während der Empfänger von der gegenüberliegenden Raumecke in drei Schritten Richtung Raummitte bewegt

wird. Er befindet sich in jeder Position genau auf der Raumdiagonalen, ist also immer gleich weit von jeder Wand entfernt.

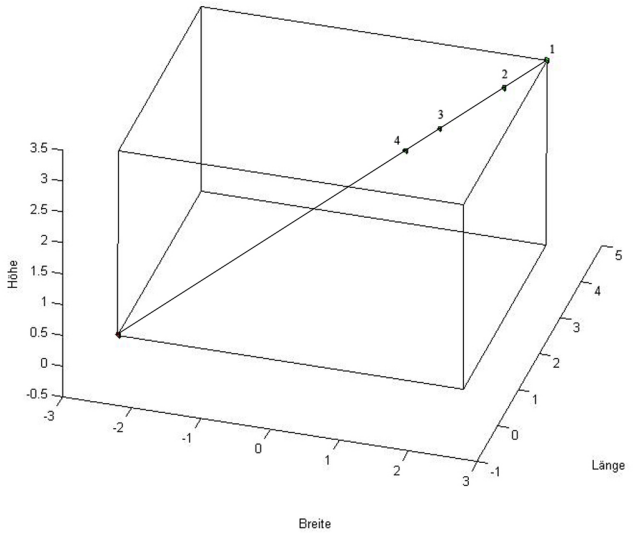

Abbildung 23: Vier verschiedene Aufstellungen. Der Sender ist immer in einer Raumecke, der Empfänger rückt von der gegenüberliegenden Raumecke aus auf der Diagonalachse Richtung Raummitte. 1 - Empfänger in der Ecke; 2 - Empfänger bei 90%; 3 - Empfänger bei 75%; 4 - Empfänger bei 67%.

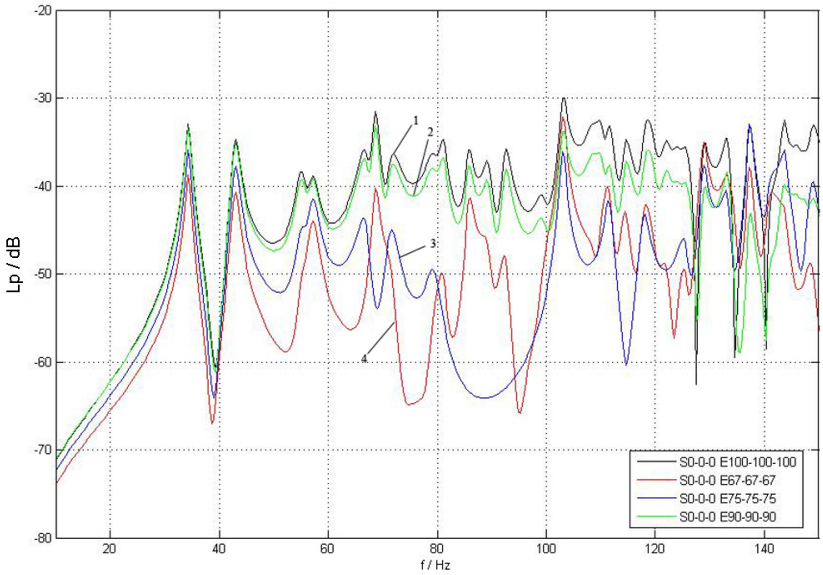

Abbildung 24: Übertragungsfunktionen zu den Konfigurationen aus Abb. 23

.

Abb. 24 zeigt die zu den vier Positionen gehörenden Übertragungsfunktionen. Es ist zu sehen, dass die Kurve immer unregelmäßiger wird, je weiter der Empfänger zur Raummitte hinrückt. Interessant ist, dass es dennoch eine Ausnahme gibt: Die Aufstellung, bei der sich der Empfänger auf einem Drittel der Diagonalachse befindet, ist derjenigen auf einem Viertel der Diagonalachse vorzuziehen, obwohl sie weiter von den Raumecken entfernt ist. Das ist dadurch zu erklären, dass bei Teilungsverhältnissen, die Zweierpotenzen entsprechen, stets Knotenpunkte vorliegen. Solche Teilungsverhältnisse sind also

zu vermeiden. Gilford [7] empfiehlt daher als beste Alternative zur Eckposition - die aus praktischen Gründen oft nicht gewählt werden kann - die Position auf einem Drittel jeder Raumachse, da hier alle Moden ungefähr gleich stark angeregt werden. Dies gilt allerdings nur für die Axialmoden. Befinden sich sowohl Sender als auch Empfänger auf einem Drittel der Raumachsen, wie Abb. 25 zeigt, werden sogar fast nur Axialmoden angeregt, für alle Tangential- und schräge Moden liegt ein Knotenpunkt vor. Das führt zu einem unregelmäßigen, von großen Frequenzlücken gekennzeichneten Frequenzgang. Die Tabelle in Abb. 26 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Es ist zu erkennen, dass der Faktor A_{lmn} für alle anderen als die Axialmoden Werte um Null annimmt.

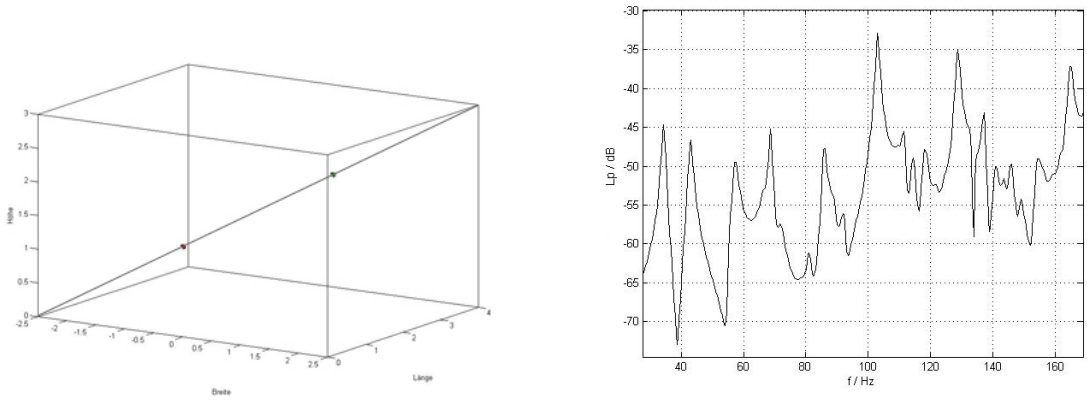

Abbildung 25: Aufbau und Übertragungsfunktion für eine Simulation im Beispielraum: Sender und Empfänger befinden sich jeweil auf einem Drittel der Diagonalachse.

lmn	f / Hz	Almn
100	34,4	-0,26
010	43	-0,26
110	55,07	0,07
001	57,33	-0,26
101	66,86	0,07
200	68,8	0,23
011	71,67	0,07
111	79,5	-0,02
210	81,13	-0,06
020	86	0,23
201	89,56	-0,06
120	92,62	-0,06
211	99,35	0,02
300	103,2	-1
021	103,36	-0,06
121	108,93	0,02
220	110,13	0,05

Abbildung 26: Raummoden im Beispielraum mit dem örtlichen Schalldruckvarianzfaktor A für den Fall, dass sich Sender und Empfänger jeweils auf einem Drittel der Diagonalachse befinden. Man sieht, dass für alle Tangentialmoden und schrägen Moden Knotenpunkte vorliegen.

Aus den Ergebnissen dieser Untersuchung können Konsequenzen für die Aufstellung von Lautsprechern im Raum gezogen werden: Zum einen zeigt sich, dass es für die Tieftonwiedergabe denkbar ungünstig ist, die Lautsprecher in einem Stereo-Abhörraum symmetrisch aufzustellen. Verfärbungen, die durch Anregungsminima oder -maxima verursacht werden, treten so immer für beide Lausprecher gleichzeitig auf, so dass biespielsweise Frequenzen, für die am Lautsprecherort ein Knoten vorliegt, gar nicht angeregt werden können. Bei unsymmetrischer Aufstellung kann man sicher sein, dass wenigstens einer der beiden Lautsprecher sich nicht im Resonanzknoten befindet, die Mängel in den Spektren der

Abstrahlung vom linken und rechten Lautsprecher ergänzen sich also insgesamt zu einem etwas ausgewogeneren Frequenzgang. Andererseits ist zu berücksichtigen, dass zu höheren Frequenzen hin eine möglichst große Ähnlichkeit sowohl im spektralen als auch im zeitlichen Verlauf der Abstrahlung von linkem und rechtem Lautsprecher gefordert wird, damit die präzise Abbildung von Phantomschallquellen nicht beeinträchtigt wird. Eine unsymmetrische Aufstellung hat dann Unterschiede im Reflexionsmuster zur Folge, die im mittleren und hohen Frequenzbereich eher unerwünscht sind. Zwischen diesen beiden Anforderungen einen Kompromiss zu finden, könnte das Thema weiterer Forschungen sein.

Zum andern konnte man sehen, dass der verfärbende Einfluss der Raummoden in der Raummitte am stärksten ist. Für die Beurteilung tieffrequenter Anteile von Musik ist die Raummitte als Abhörplatz also ganz und gar nicht zu empfehlen, obwohl sie oft als Abhörplatz gewählt wird, weil die zeitliche Abfolge der Reflexionen von links und rechts am ähnlichsten ist. Auch hier gilt es, einen Kompromiss zu finden.

6.4 Verschiedene Seitenverhältnisse von Räumen

Wie schon erwähnt, liegt das Problem kleiner Räume bei tiefen Frequenzen nicht in der zu großen, sondern in der zu kleinen Anzahl von Moden. Viele Räume können nicht größer gebaut werden und sollen doch akzeptable akustische Eigenschaften besitzen, etwa Sprecherstudios und Regieräume. Es ist also wünschenswert, dass die unterhalb der Großraumfrequenz liegenden Resonanzen wenigstens so gleichmäßig verteilt liegen, dass keine isolierten Moden oder Modengruppen entstehen. Je gleichmäßiger die Lage der tiefsten Moden im Spektrum, desto weniger stark sind sie als Verfärbungen wahrnehmbar.

Wie gleichmäßig die Resonanzen verteilt sind, hängt alleine vom Verhältnis der Seitenlängen des Raums ab. Dies ist ein Thema, mit dem sich bereits viele Autoren eingehend beschäftigt haben. Auf der Basis von gemittelten Messungen und von Berechnungen wurden verschiedene Empfehlungen für das Verhältnis der Raumkantenlängen zueinander ausgesprochen. So meinte Sabine, ein Seitenverhältnis von 2:3:5 oder von 1,6:3:4 sei günstig. Spätere Studien zeigten, dass Sabines Angaben Nachteile haben und dass das optimale Seitenverhältnis auch vom Raumvolumen abhängt. Alternative Empfehlungen stammen von Knudsen [8] und Olson [9] mit 1:1,5:1,6, sowie von Bolt [10], der verschiedene günstige Seitenverhältnisse anhand eines Frequenzverteilungs-Index bestimmte. Bonello [11] entwickelte in den 70er Jahren eine Methode, in der ein Computerprogramm für die Seitenverhältnisse eines Raums eine Bewertung abgibt, so dass für gegebene Volumina automatisch das optimale Seitenverhältnis bestimmt werden kann. Das Programm ermittelt terzbandweise die Anzahl der Raummoden und bewertet ein Seitenverhältnis als gut, wenn diese Anzahl stetig ansteigt sowie bis zu einer gewissen Grenzfrequenz keine doppelten Moden auftreten.

Eine weiterführende Suche nach günstigen Seitenverhältnissen von Räumen würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen und ist angesichts der großen Zahl an Arbeiten, die dazu bereits vorliegen, nicht nötig. Es soll lediglich gezeigt werden, welche negativen Auswirkungen ein ungünstiges Seitenverhältnis auf den Frequenzgang haben kann. Prototypen für ungünstig proportionierte Räume sind der so genannte Langraum und der kubische Raum. Als Langraum bezeichnet man einen Raum, bei dem eine Kantenlänge wesentlich größer ist als die beiden anderen, z.B. einen Korridor. Als Beispiel betrachten wir einen Raum mit den Abmessungen $19 \times 4 \times 3$ m^3.

Abb. 27 zeigt die Übertragungsfunktion zwischen zwei einander diagonal gegenüberliegenden Raumecken. Die Axialmoden, die sich entlang der längsten Raumkante ausbilden, sind wegen der weiten Entfernung im Gegensatz zu den übrigen Axialmoden kaum bedämpft. Daher sind sie sehr steilflankig und stark und dominieren den Frequenzgang. Dieser Raum wird einen “scheppernden“ Nachklang haben, der einer harmonischen Verzerrung ähnelt.

Abb. 28 zeigt den Frequenzgang eines kubischen Raums mit den Abmessungen $4 \times 4 \times 4$ m^3. Alle Axialmoden treten dreifach auf, die Tangentialmoden sogar sechsfach. Dadurch sind die Maxima im Frequenzgang extrem stark und außerdem sehr weit voneinander entfernt. Bis 150 Hz treten nur zehn Resonanzspitzen auf. Auch dieser Raum wird stark verfärbt klingen. Allerdings liegen die Resonanzen nicht alle harmonisch zueinander wie im Langraum.

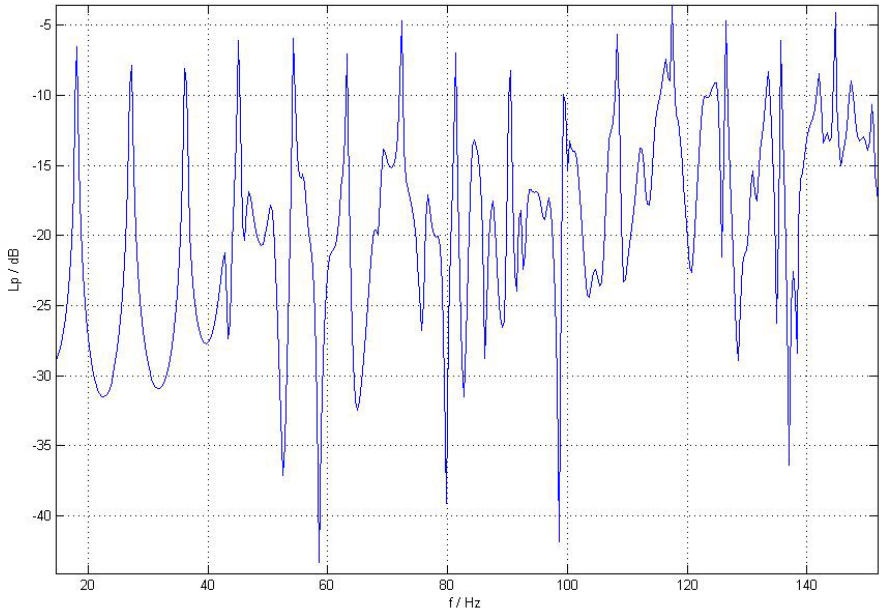

Abbildung 27: Übertragungsfunktion zwischen einander gegenüberliegenden Raumecken in einem Langraum mit $19 \times 4 \times 3$ m^3.

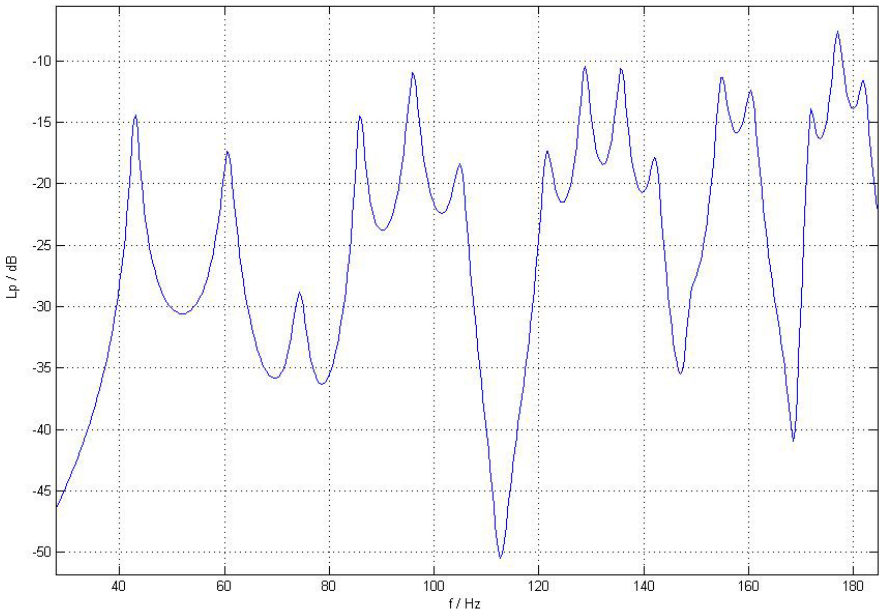

Abbildung 28: Übertragungsfunktion zwischen einander gegenüberliegenden Raumecken in einem würfelförmigen Raum mit $4 \times 4 \times 4$ m^3.

6.5 Ein– und Ausschwingvorgänge

Nachdem alle bisherigen Untersuchungen auf das Spektrum der Übertragungsfunktion bezogen waren, soll nun die Zeitstruktur betrachtet werden. Dazu ist es sinnvoll, sogenannte „Burst“–Signale mit der Raumimpulsantwort zu falten und den zeitlichen Effekt zu beobachten. Ein Burst ist ein stetiges Signal, z.B. ein Sinus oder ein Rauschsignal, das in regelmäßigen Abständen an- und abgeschaltet wird. Wegen der steilen Flanke beim Ein– und Abschalten eignet es sich gut zur Untersuchung des Einschwing– und Ausklingvorgangs.

Zunächst generieren wir in unserem virtuellen Beispielraum eine Impulsantwort, wobei die Sender– und Empfängerposition eine typische Abhörsituation nachbilden (Abb. 29 und 30).

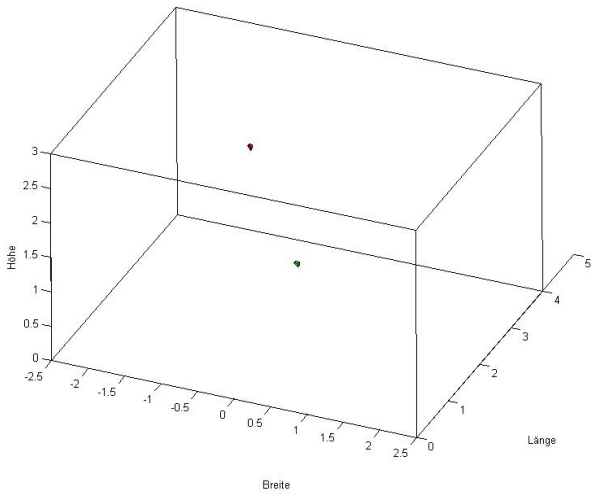

Abbildung 29: Eine mögliche Hörsituation im Beispielraum: Sender bei 20%/100%/40%; Empfänger bei 50%/50%/30%.

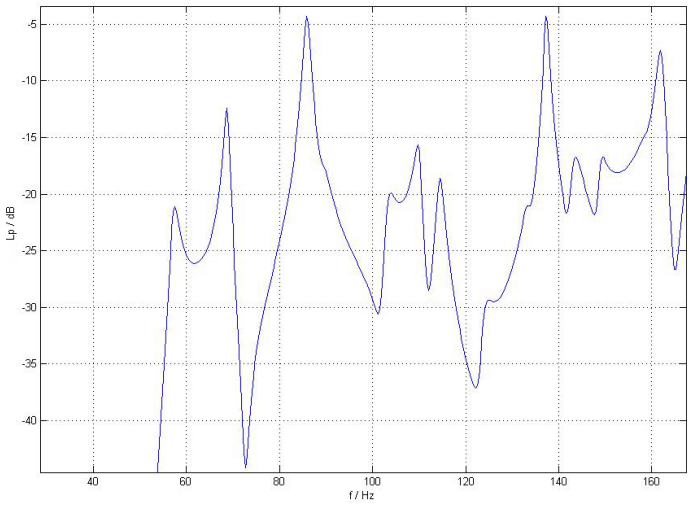

Abbildung 30: Übertragungsfunktion für die Konfiguration in Abb.29.

Nun soll der Raum als erstes mit einer Frequenz angeregt werden, für die am Ort des Senders und des Empfängers ein Resonanzmaximum vorliegt. Eine solche Frequenz ist in diesem Fall die 020–Mode mit 86 Hz. Abb. 31 zeigt die Hüllkurve des ursprünglichen Burst (links) im Vergleich zu der Hüllkurve des Signals, das beim Empfänger ankommt (rechts).

Man sieht, dass es nach Einschalten der Schallquelle etwa 900 ms dauert, bis sich die stehende Welle

vollständig aufgebaut hat und ein eingeschwungener Zustand erreicht ist. Durch die gleichphasige Überlagerung wird das Signal verstärkt. Nach Abschalten der Schallquelle dauert es abermals etwa 1,5 s, bis die Resonanz ausgeklungen ist.

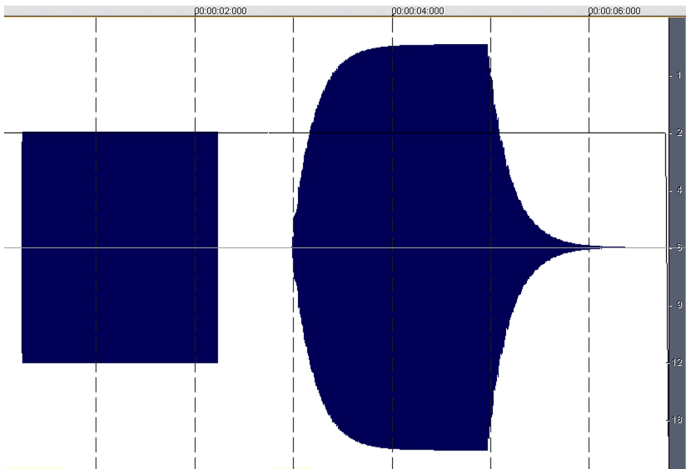

Abbildung 31: 86–Hz–Burst gefaltet mit der Raumimpulsantwort (rechts). Links das Originalsignal.

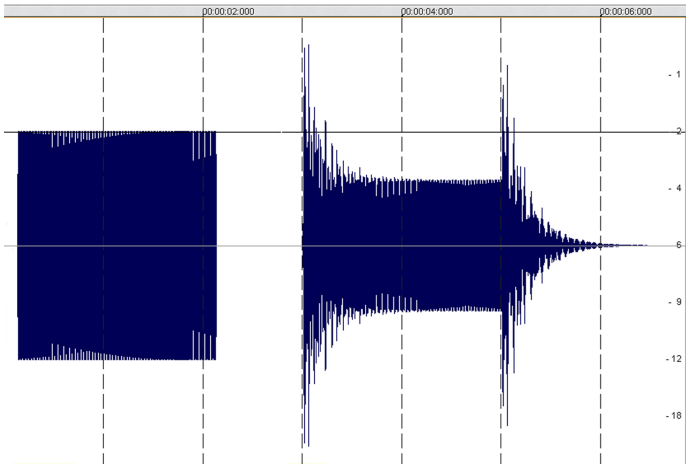

Abbildung 32: 43–Hz–Burst gefaltet mit der Raumimpulsantwort (rechts). Links das Originalsignal.

Als nächstes testen wir eine Frequenz, für die an der Empfängerposition ein Knotenpunkt vorliegt, nämlich die 010–Mode mit 43 Hz. In Abb. 32 ist die Auswirkung des Knotens zu sehen: Die anregende Frequenz breitet sich zunächst im Raum aus, mit zunehmender Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle kommt es jedoch zu Auslöschung. Im eingeschwungenen Zustand ist das Signal daher nur sehr schwach. Nach Abschalten der Schallquelle gibt es zunächst einen steilen Pegelanstieg, weil nur noch die gegenphasige Komponente des Schallfelds übrigbleibt. Daher gibt es keine gegenphasige Auslöschung mehr mit der Quelle und die Energie des Schallfelds wird auf dieselbe Weise wie im ersten Beispiel entsprechend der Wanddämpfung abgebaut.

Schließlich soll untersucht werden, wie der zeitliche Verlauf des Schallfelds aussieht, wenn der Raum mit einer Frequenz angeregt wird, die in unmittelbarer Nachbarschaft zu einer starken Resonanz liegt. Dazu wählen wir die der 020–Mode benachbarte Frequenz 84 Hz. Die Hüllkurve des Signals, das am Ort des Empfängers zu hören ist, ist in Abb. 33 zu sehen.

Man sieht, dass der Verlauf zunächst ähnlich ist wie bei der Anregung der Knoten-Frequenz. Weil die benachbarte Raummode mit angeregt wird, baut sich aber trotzdem eine stehende Welle auf, so dass das Signal im eingeschwungenen Zustand verstärkt ist.

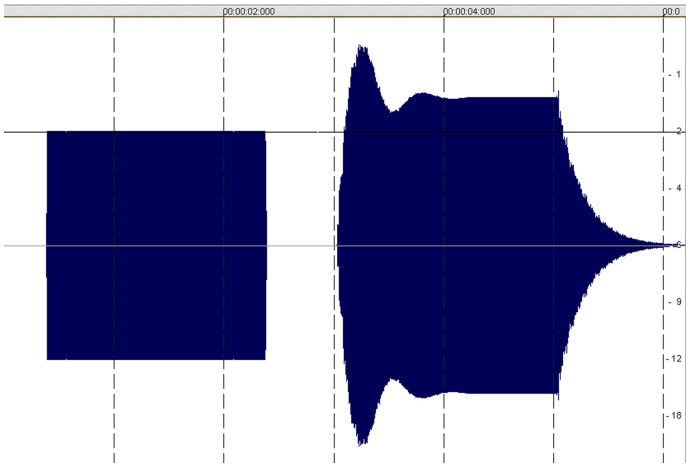

Abbildung 33: 84–Hz–Burst gefaltet mit der Raumimpulsantwort (rechts). Links das Originalsignal.

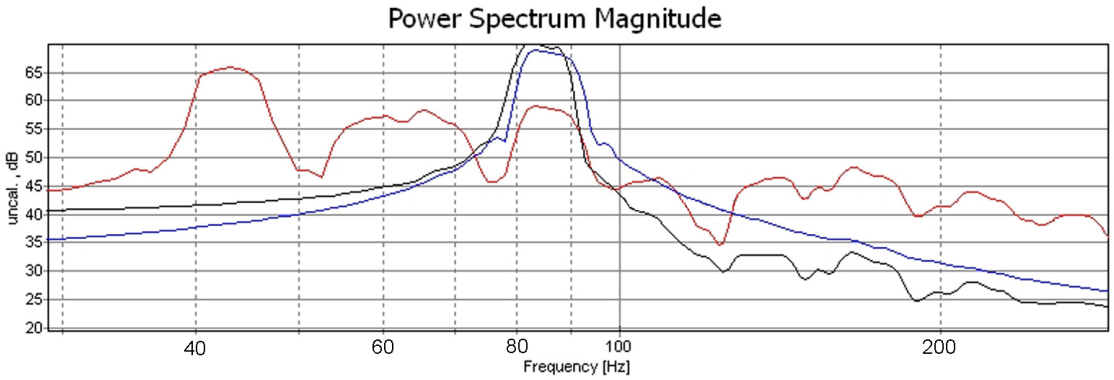

Abbildung 34: Spektren der Einschwingvorgänge der mit der Raumimpulsantwort gefalteten Bursts mit den Frequenzen 86 Hz (blau), 84 Hz (schwarz) und 43 Hz (rot).

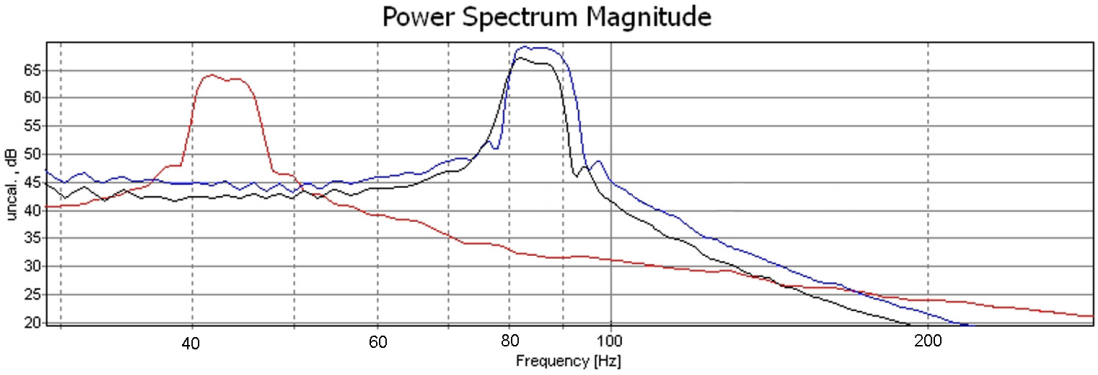

Abbildung 35: Spektren der mit der Raumimpulsantwort gefalteten Bursts mit den Frequenzen 86 Hz (blau), 84 Hz (schwarz) und 43 Hz (rot) im eingeschwungenen Zustand.

Weiteren Aufschluss über den zeitlichen Verlauf geben Abb. 34 bis 36 [6]. Sie zeigen die Spektren der drei verschiedenen mit der Raumimpulsantwort gefalteten Bursts im Einschwingvorgang, im eingeschwungenen Zustand sowie im Ausklingvorgang. Man sieht, dass bei Anregung des Raums mit

[6] Von hier an wird zur Darstellung von Spektren eine logarithmische Frequenzskala verwendet, weil ein größerer Frequenzbereich betrachtet wird, insbesondere beim Vergleich mit Messungen in den folgenden Kapiteln.

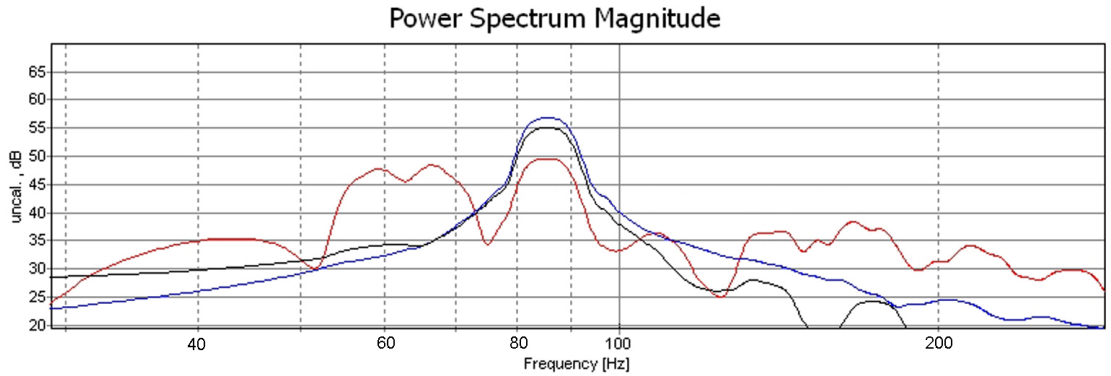

Abbildung 36: Spektren der Ausklingvorgänge der mit der Raumimpulsantwort gefalteten Bursts mit den Frequenzen 86 Hz (blau), 84 Hz (schwarz) und 43 Hz (rot).

dem 43–Hz–Burst (rot) sowohl im Einschwing– als auch im Ausklingvorgang auch benachbarte Moden sehr stark angeregt werden. Bei der Bestimmung der Moden hilft die Tabelle in Kapitel 6.1. Im Einschwingvorgang erkennt man sehr deutlich die Moden 001, 200 und 020 bei 57, 68 und 86 Hz. Auch noch bis über 200 Hz werden Resonanzen angeregt.

Bei der Anregung des Raums mit 84 Hz (schwarz) werden im Einschwingvorgang ebenfalls weitere höher liegende Moden angeregt, allerdings nicht so stark wie bei der Anregung mit 43 Hz. Dafür ist die benachbarte 020–Mode bei 86 Hz im Einschwingvorgang sehr stark.

Wird der Raum mit der Resonanzfrequenz 86 Hz angeregt (blau), baut sich hingegen nur diese eine Resonanz auf.

Im eingeschwungenen Zustand (Abb. 35) klingt nur die anregende Frequenz, benachbarte Moden schwingen nicht mit. Dagegen klingt der Raum bei Anregung mit 43 Hz und mit 84 wiederum auf naheliegenden Raumresonanzen aus (Abb. 36). Bei der Anregung mit 43 Hz ist die anregende Frequenz im Ausklingvorgang sogar um bis zu 15 dB schwächer als die nachklingenden Resonanzen.

7 Vergleich der Ergebnisse mit Messwerten

Das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Simulationsprogramm dient, wie wir im vorhergehenden Kapitel gesehen haben, sehr gut zur Prüfung und Veranschaulichung theoretischer Zusammenhänge. In diesem Kapitel soll geprüft werden, wie gut die Ergebnisse dieser einfachen Simulation die Realität nachbilden können. Die Prämissen, unter denen die Simulation durchgeführt wird, sind, wie beschrieben wurde, grobe Vereinfachungen der Realität. Zunächst betrachten wir natürlich nur den begrenzten Frequenzbereich unterhalb der Großraumfrequenz. Wir konzentrieren uns auf das wellentheoretische Modell des Schallfelds. Und wir müssen annehmen, dass alle betrachteten Räume exakt quaderförmig und leer sind und dass die Wände akustisch homogen gestaltet sind und ein frequenzunabhängiges Absorptionsverhalten aufweisen. Auch Sender und Empfänger sind idealisiert, weil sie als punktförmig betrachtet werden und eine ideale Kugelcharakteristik zugewiesen bekommen. Ein Vergleich mit Messwerten aus realen Räumen soll nun zeigen, inwieweit das Programm trotz all dieser Vereinfachungen zutreffende Vorhersagen über die Realität machen kann.

Zu diesem Zweck wurden drei Räume ausgewählt, die für unsere Betrachtungen interessant sind: Zwei davon sind akustisch klein, quaderförmig und relativ schlecht bedämpft, so dass modale Verfärbungen gut wahrnehmbar sind. Der dritte Raum ist zwar akustisch klein, jedoch sehr gut und gezielt bedämpft und nicht quaderförmig. Bei den ersten beiden Räumen handelt es sich um zwei Überäume an der Hochschule für Musik Detmold, der dritte Raum ist ein Regieraum des Erich–Thienhaus–Instituts zur Tonmeisterausbildung an der Hochschule für Musik Detmold.

7.1 Überaum 1

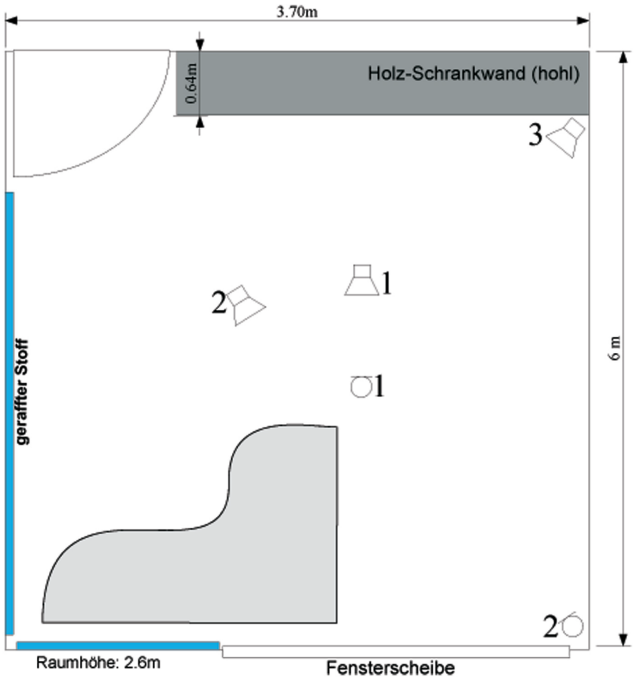

Abbildung 37: Überaum an der Hochschule für Musik Detmold mit Messpositionen.

Überaum 1 (Abb. 37) ist ein quaderförmiger Raum mit einem Volumen von 58 m^3. Er ist 3,7 m breit, 6 m lang und 2,6 m hoch. Der Fußboden ist mit Teppich ausgelegt, Wände und Decke sind aus verputztem Beton. Die einzige akustische Maßnahme, die getroffen wurde, ist die Aufhängung eines leicht gerafften dünnen Vorhangs direkt vor der linken Wand. In der Rückwand befindet sich ein großes Fenster, die gegenüberliegende Wand ist fast vollständig von einer eingebauten Schrankwand mit einer Tiefe von 64 cm verdeckt.

Während der Messung wurde mit einem Aktivlautsprecher vom Typ Spendor M 50 ein MLS-Signal in den Raum eingespielt. Als Messmikrofon diente ein diffusfeldentzerrtes Mikrofon vom Typ B&K 4006, das während der Messungen nach oben gerichtet war [7].

Es wurden an verschiedenen Positionen im Raum Messungen durchgeführt. Dabei wurden bewusst sowohl Positionen in den Raumecken als auch in der Raummitte gewählt. Die Positionen, an denen gemessen wurde, sind in Abb. 37 eingezeichnet.

Es sollen hier exemplarisch zwei Messergebnisse mit Ergebnissen der Simulation verglichen werden. Die unten stehende Tabelle zeigt die Koordinaten der für den Vergleich verwendeten Messpositionen.

Messung 1	x	y	z
LS 5	3,70 m	6 m	0 m
Mic 2	3,70 m	0 m	0 m

Messung 2	x	y	z
LS 2	1,48 m	2,46 m	0 m
Mic 1	1,17 m	4,8 m	0,65 m

Die Positionen von Sender und Empfänger wurden in Prozent der Raumkantenlängen umgerechnet und in das Simulationsprogramm eingegeben, die Absorptionsgrade der Wände wurden geschätzt. Für die verputzten Betonwände wurde ein Absorptionsgrad von 0,1 angenommen. Der Teppichboden sowie der Vorhang vor der linken Wand wirken nur auf Höhen und Mitten stark absorbierend, bis 250 Hz kann auch hier ein Absorptionsgrad von 0,1 angenommen werden. Dagegen wirkt die Schrankwand als

[7] Die diffusfeldentzerrte Kapsel wurde gewählt, um den Pegelabfall von 10 kHz aufwärts auszugleichen, der durch die seitliche Besprechung zustande kam. Das Spektrum ab 10 kHz ist hier allerdings gar nicht von Interesse, da wir nur den Bassbereich betrachten.

Resonanzabsorber. Der Absorptionsgrad kann nur gemittelt über den ganzen Bassbereich angegeben werden und wurde auf 0,4 geschätzt. Auch das Fenster wirkt leicht absorbierend auf tiefe Frequenzen, es wurde auch für die Fensterwand ein Absorptionsgrad von 0,4 eingegeben. Es ist zu bedenken, dass gegenüberliegende Wände in ihrem Dämpfungsverhalten auf stehende Wellen zusammenwirken, es wäre also auch möglich, einen gemittelten Wert für beide Wände anzugeben.

Aus den angenommenen Absorptionsgraden und dem Volumen errechnet sich die Nachhallzeit des Raums nach Sabine zu 0,52 s und die Großraumfrequenz zu 190 Hz.

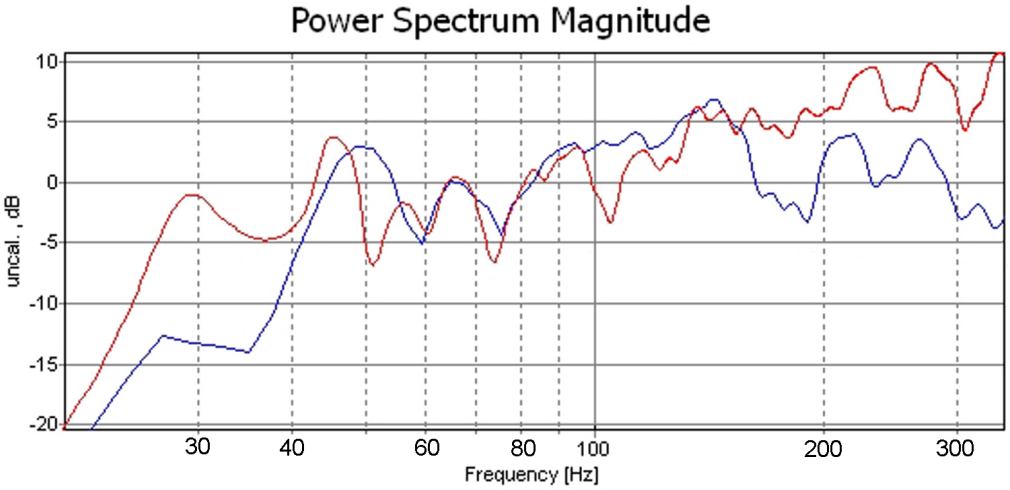

Abbildung 38: gemessene (blau) und berechnete (rot) Impulsantwort in Überaum 1 für die Lautsprecherposition 5 und die Mikrofonposition 2

Abb. 38 zeigt den Frequenzgang der Impulsantwort, die in benachbarten Raumecken gemessen wurde (blaue Kurve, vgl. die Angaben zu „Messung 1“ in der obigen Tabelle), im Vergleich zu dem Frequenzgang der mit unserem Programm errechneten Impulsantwort (rot). Es zeigt sich eine große Übereinstimmung in der Lage der Resonanzspitzen. Mit Hilfe der folgenden Tabelle lassen sich die Maxima der Kurven überprüfen. Man erkennt deutlich die ersten drei Axialmoden bei 29 Hz, 46 Hz und 66 Hz. Ferner ist die Überlagerung von drei Moden bei 86 Hz zu sehen sowie weitere durch Überlagerung entstehende Maxima um 136, 220 und 270 Hz.

Mode	Frequenz [Hz]	Mode	Frequenz [Hz]
010	28,67	130	97,78
100	46,49	121	99,12
110	44,61	031	108,50
020	57,33	220	109,23
001	68,15	201	114,11
011	72,10	040	114,67
120	73,81	211	117,65
101	80,85	131	118,04
111	85,79	140	123,73
030	86,00	230	126,66
021	87,54	221	127,70
200	92,97	002	132,31
210	97,29		

Mit Ausnahme der Senke um 105 Hz stimmen die gemessene und die berechnete Kurve in dem Frequenzbereich zwischen 55 und 150 Hz mit einer maximalen Abweichung von 3 dB nahezu perfekt überein. Unterhalb von 50 Hz ist die Form der Kurven zwar noch sehr ähnlich, die gemessene Kurve liegt jedoch bis zu 15 dB unter der berechneten. Diese Abweichung ist durch den Abfall im Frequenzgang des Messlautsprechers zu erklären. Abb. 39 zeigt den im Nahfeld gemessenen Frequenzgang des Messlautsprechers. Man sieht, dass der Frequenzgang unterhalb von 40 Hz mit ca. 10 dB/Oktave abfällt.

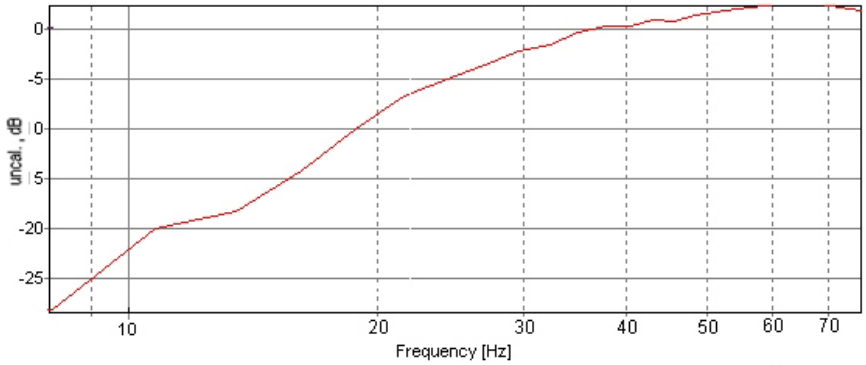

Abbildung 39: Frequenzgang des Messlautsprechers spendor M50 im Bassbereich

Oberhalb von 150 Hz weichen die Kurven ebenfalls voneinander ab. Der betrachtete Raum hat nach der Schröderschen Formel eine Großraumfrequenz von 190 Hz. Die Grenze, bis hin zu der mit dem wellentheoretischen Modell gültige Vorraussagen über den realen Raum getroffen werden können, ist hier offensichtlich schon ein wenig unterhalb der Großraumfrequenz erreicht. Man sieht, dass der Frequenzgang der berechneten Impulsantwort im Gegensatz zu dem der gemessenen immer weiter ansteigt. Der Grund liegt in dem Modell, auf das wir uns beziehen: Wir nehmen an, dass der Schalldruck für alle Eigenfrequenzen des Raums in den Ecken maximal ist, und addieren in unserer Rechnung Resonanzspitzen immer gleicher Stärke und Bandbreite, die jedoch mit zunehmender Frequenz immer zahlreicher werden. Trotz gelegentlicher Phasenverschiebungen ist der Pegelanstieg eine zwingende Folge. Dieses Modell beschreibt die Realität jedoch mit steigender Frequenz nur noch unzureichend. Oberhalb von 150 Hz ist das vereinfachte Modell des Raums nicht mehr realistisch, es müssten spiegelnde und diffuse Reflexionen nach dem geometrischen Modell berechnet werden, außerdem bewegen sich die Wellenlängen immer mehr in den Größenordnungen der im Raum befindlichen Gegenstände, wie z.B. des Flügels, so dass Beugungs- und Brechungseffekte eine Rolle spielen. Auch die Wände sind mit kleiner werdenden Wellenlängen nicht mehr alle als gleichmäßig strukturiert anzusehen, insbesondere die Fensterwand und die Schrankwand mit der Tür.

Nichtsdestotrotz ist festzustellen, dass die Ergebnisse unserer Rechnung bis 150 Hz sehr zufriedenstellend sind.

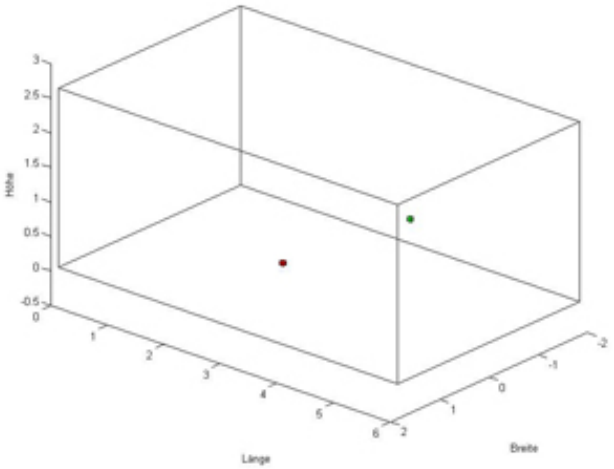

Abbildung 40: Simulation von Messung 2 im Überaum 1,

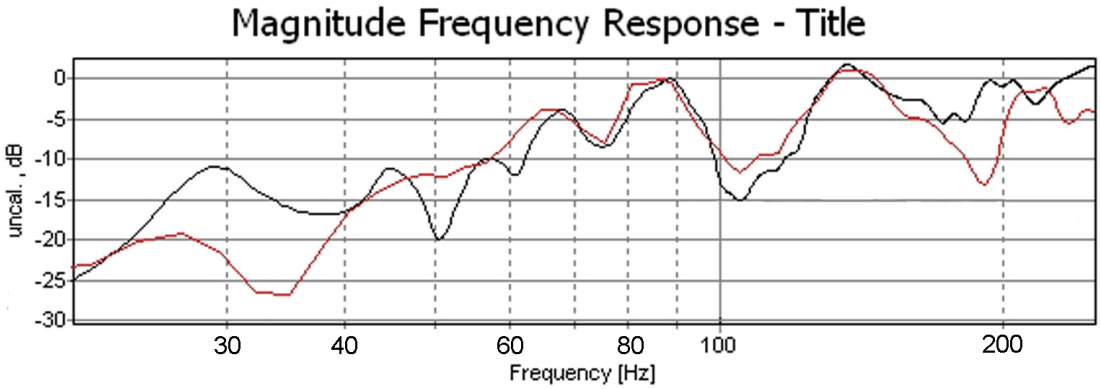

Abbildung 41: gemessene (rot) und berechnete (schwarz) Impulsantwort für die zweite Messung in Überaum 1, Verwendet wurden Mikrofonposition 1 und Lautsprecherposition 2.

Als Ergänzung soll auch noch eine andere als die Messung in der Eckposition mit den Rechenergebnissen verglichen werden. Die Koordinaten von Sender und Empfänger in der zweiten Messsituation sind der oben stehenden Tabelle zu entnehmen. Abb. 40 zeigt die Messsituation ebenfalls. Lautsprecher und Mikrofon wurden von den Wänden in Richtung Raummitte gerückt. Der Lautsprecher stand auf dem Boden, das Mikrofon etwa in Ohrhöhe eines sitzenden Hörers.

Auch hier zeigt sich zwischen 40 Hz und etwa 170 Hz zwischen den beiden Kurven eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 41). Die Gründe für die Abweichung oberhalb und unterhalb der Grenzen wurden bereits für die erste Messung erläutert. Im Vergleich zu der Messung in den Raumecken zeigt sich, dass die tieferen Axialmoden schwächer sind, die erste starke Resonanz ist die 030-Mode bei 86 Hz wegen der Aufstellung von Lautsprecher und Mikrofon auf einem und zwei Dritteln der Raumlänge.

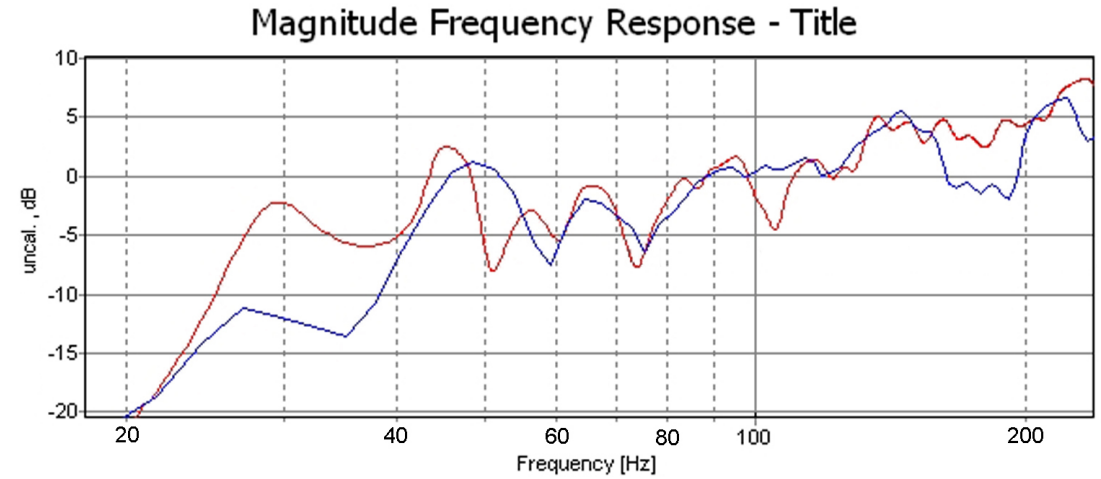

Abbildung 42: gemessene (blau) und berechnete (rot) Impulsantwort für Messung 1 im Überaum 1, Die gemessene Kurve wurde mit dem Lautsprecher-Frequenzgang kompensiert.

In Abb. 42 und Abb. 43 wurden die gemessenen Kurven mit dem Frequenzgang des Messlautsprechers „kompensiert“, d.h. die Inverse der Frequenzantwort des Lautsprechers wurde mit den gemessenen Frequenzantworten multipliziert. Der Pegelunterschied zwischen der gemessenen und der berechneten Kurve bei tiefen Frequenzen ist nun geringer.

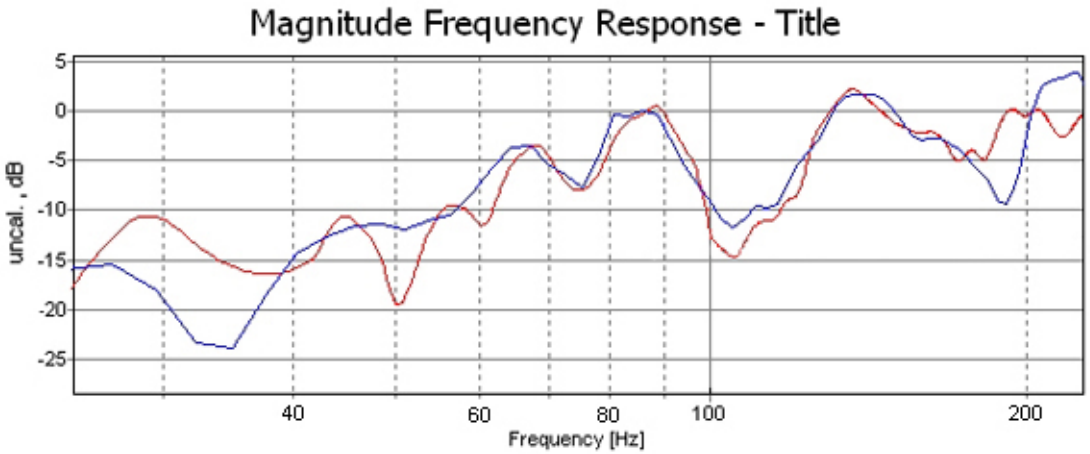

Abbildung 43: gemessene (blau) und berechnete (rot) Impulsantwort für Messung 2 im Überaum 1, Die gemessene Kurve wurde mit dem Lautsprecher-Frequenzgang kompensiert.

7.2 Überaum 2

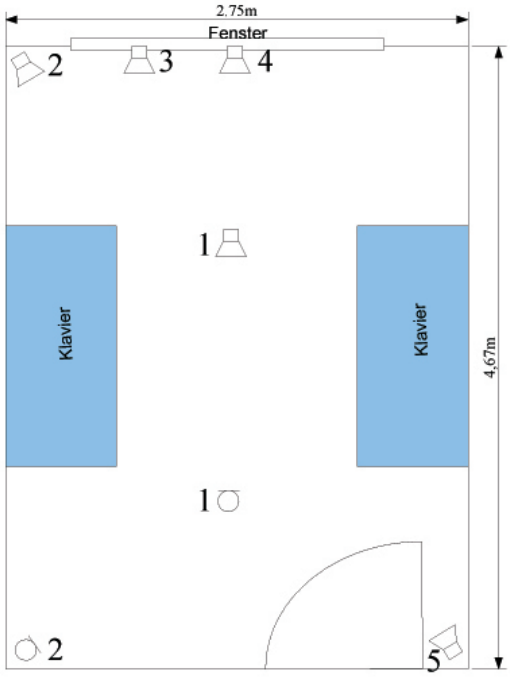

Abbildung 44: Überaum 2 (Hochschule für Musik Detmold) mit Messpositionen.

Der zweite Überaum, der betrachtet wurde, ist kleiner als der erste, er ist jedoch auch etwas stärker bedämpft (Abb. 44). Seine Maße sind 2,8 × 4,8 × 2,75 m, das Volumen berechnet sich zu 37 m^3. Alle Wände und die Decke sind aus verputztem Beton, in der rückwärtigen Wand befindet sich ein Fenster. An der linken und rechten Wand steht jeweils ein Klavier. Der Fußboden ist mit Linoleum ausgelegt. Die Klaviere und das Fenster wirken als Tiefenabsorber. Der Absorptionsgrad wurde für die senkrechten Wände auf 0,4 geschätzt, für Decke und Fußboden auf 0,2. Damit errechnet sich die Sabinesche Nachhallzeit zu 0,2 s und die Großraumfrequenz zu 153 Hz.

Es wurden wiederum sowohl in den Raumecken als auch in der Raummitte Messungen durchgeführt. Die Aufstellung kann Abb. 44 entnommen werden. Zum Vergleich mit berechneten Impulsen wurden auch hier zwei Aufstellungen ausgewählt, deren Koordinaten in der folgenden Tabelle aufgelistet sind:

Messung 1	x	y	z
LS 2	0 m	4,67 m	0,97 m
Mic 1	1,65 m	1,37 m	1,20 m

Messung 2	x	y	z
LS 5	2,75 m	0 m	0 m
Mic 2	0 m	0 m	0 m

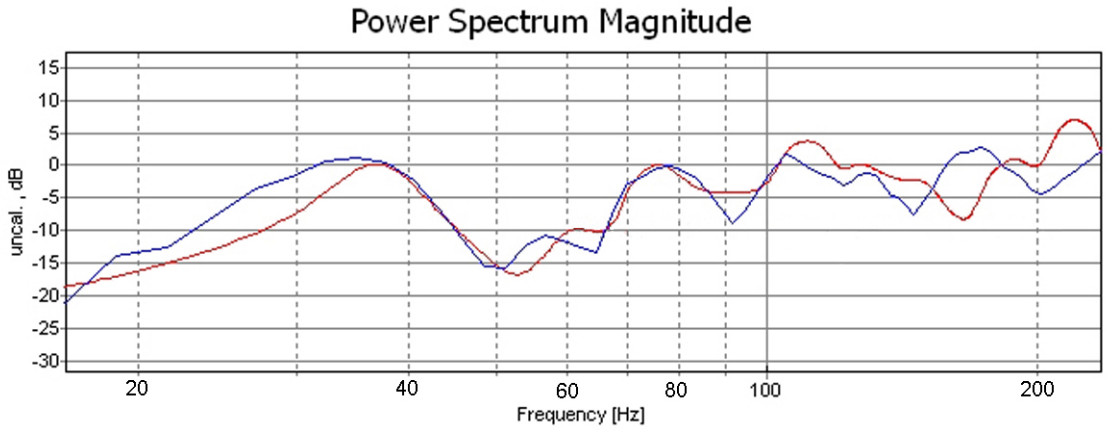

Abbildung 45: gemessene (blau) und berechnete (rot) Impulsantwort für Messung 1 in Überaum 2.

Abb. 45 zeigt die gemessene und die berechnete Frequenzantwort für Messung 1. Die Kurven stimmen in dem Frequenzbereich zwischen der tiefsten Resonanz und der Großraumfrequenz mit einer Abweichung von +/- 4 dB überein.

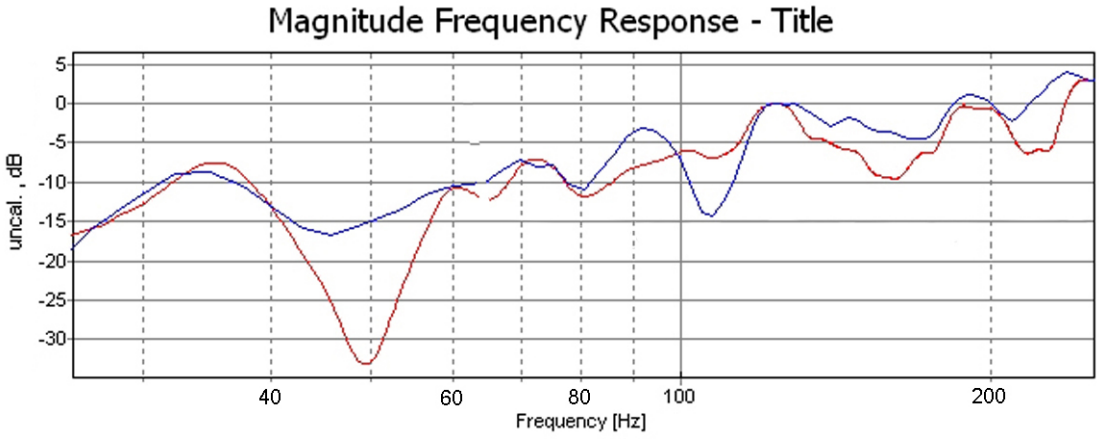

Abbildung 46: gemessene (blau) und berechnete (rot) Impulsantwort für Messung 2 in Überaum 2.

Abb. 46 zeigt für Messung 2 die gemessene und die berechnete Kurve im Vergleich. In dieser Aufstellung standen sowohl das Mikrofon als auch der Lautsprecher in Raumecken. Die folgende Tabelle zeigt die Frequenzen aller Raummoden bis 150 Hz.

Mode	f / Hz	Mode	f / Hz	Mode	f / Hz
010	35,83	021	95,12	201	137,86
100	61,43	030	107,50	131	138,71
001	62,55	121	113,23	102	139,36
110	71,12	200	122,86	220	142,23
020	71,67	130	123,81	211	142,44
011	72,08	031	124,37	040	143,33
101	87,67	002	125,09	112	143,89
120	94,39	210	127,98	022	144,17
111	94,71	012	130,12	221	155,38

Da der Raum fast genau so breit wie hoch ist, überlagern sich die 100– und die 001–Mode bei 62 Hz. Eine weitere Überlagerung von drei Moden liegt um 72 Hz vor. Im Bereich von 94 Hz liegen einige einzelne Tangentialmoden, danach gibt es – quasi als Oktave der ersten Überlagerung – wieder eine Anhäufung starker Moden zwischen 122 und 125 Hz. Ab der Großraumfrequenz von 153 Hz laufen die Kurven auseinander, der Verlauf von Minima und Maxima ist jedoch noch bis über 200 Hz sehr ähnlich.

Auffällig ist die starke Abweichung zwischen den beiden Kurven bei 50 Hz. Das starke Minimum in der berechneten Kurve ist auf die ungleiche Verteilung der ersten Axialmoden zuückzuführen, die durch das Verhältnis der Seitenlängen von etwa 1,7:1:1 zustandekommt. Das Seitenverhältnis dieses Überaums ist ein typisches Negativbeispiel, wie in Kapitel 6.4 beschrieben wurde. Es gibt so ein starkes Maximum bei 36 Hz und ein zweites starkes Maximum erst bei 62 Hz, dazwischen befindet sich eine große Lücke.

In der Realität scheint diese Lücke jedoch nicht, bzw. nur viel schwächer aufzutreten, wie die Messung zeigt. Eine Erklärung dafür muss in dem geringen Abstand gesucht werden, in dem bei dieser Messung Mikrofon und Lautsprecher aufgebaut wurden. Die Entfernung beträgt nur 2,80 m. Offensichtlich kann der Direktschall, der das Mikrofon erreicht, in dieser Entfernung nicht ohne weiteres vernachlässigt werden: Auch wenn sich bei 50 Hz kein stationäres Schallfeld im Raum aufbauen kann, wird das Mikrofon durch den Direktschall auch mit 50 Hz angeregt.

Das entwickelte Programm bietet die Möglichkeit, den Direktschall in der Rechnung zu berücksichtigen (vgl. Kapitel 5.6). Dies wurde in der blauen Kurve in Abb. 47 versucht. Es ist zu sehen, dass die gemessene und die berechnete Kurve im kritischen Frequenzbereich zwischen den beiden Resonanzspitzen nun nur noch um 1 dB voneinander abweichen.

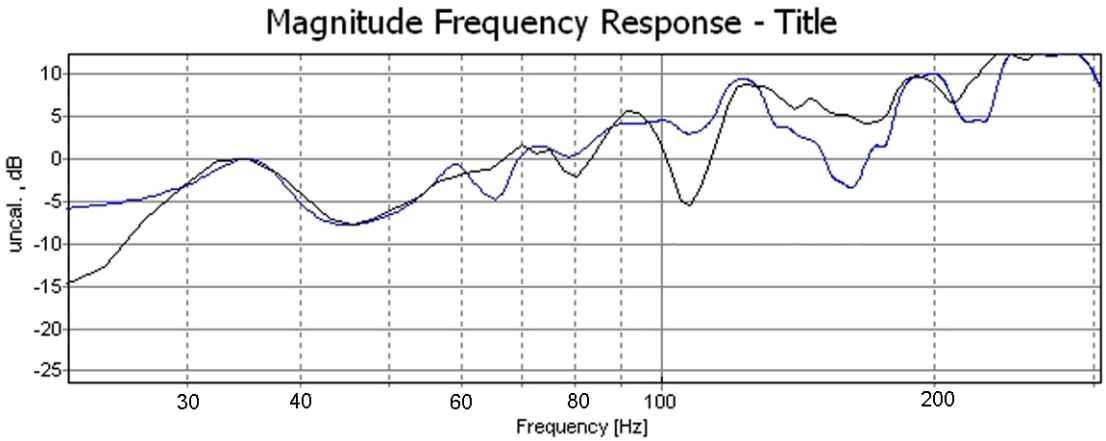

Abbildung 47: Gemessene (schwarz) und berechnete (blau) Impulsantwort für Messung 2 in Überaum 2. Bei der Berechnung wurde der Direktschall miteinbezogen.

7.3 Regieraum

Als drittes wurden einige Impulsmessungen in einem Regieraum durchgeführt. Diese Messungen sind besonders interessant, weil an den Regieraum besondere Ansprüche gestellt werden. Damit dieser dem Tonmeister als objektiver Kontrollraum dienen kann, wird trotz der Problematik des „kleinen Raums“ ein möglichst gerader Frequenzgang und eine gute Impulswiedergabe angestrebt.

Auch ein Regieraum ist in den meisten Fällen ursprünglich ein quaderförmiger und schlecht bedämpfter Raum wie unsere betrachteten Überäume. Raumakustische Überlegungen, die die Berechnung der Modenstruktur mit einbeziehen sollten, führen dann zu einem gezielten akustischen Ausbau, der neben vielen Maßnahmen zur Beeinflussung des Reflexionsmusters und der Nachhallzeit auch Veränderungen an der Raumgeometrie und die gezielte schmalbandige Bedämpfung von Raummoden beinhalten kann.

Von einem derart optimierten Raum wird natürlich erwartet, dass er die typische Welligkeit im Bassbereich des Spektrums, das wir in unseren berechneten Spektren analysieren, nicht mehr aufweist. Trotzdem soll verglichen werden, inwieweit die sehr vereinfachte Simulation unseres Programms auch einen so komplizierten - und für den Tonmeister interessanten - Raum wie einen Regieraum nachbilden kann.

Schmalbandige akustische Filter, wie abgestimmte Plattenabsorber, können wir in unserem Programm selbstverständlich nicht nachbauen, da wir den Absorptionsgrad der Wände als konstant über der Frequenz annehmen. Auch Raumformen, die vom Quader abweichen, können nicht nachgebildet werden. Statt des wirklichen Raums muss also ein Quaderraum mit homogen absorbierenden Wänden simuliert werden.

Der Regieraum, in dem die hier betrachteten Messungen durchgeführt wurden[8], ist ein ursprünglich quaderförmiger Raum mit den Maßen $6 \times 7 \times 3{,}6$ m^3, der durch den Einbau von Dämpfungselementen in den Ecken nun einen achteckigen Grundriss hat. Das Volumen beträgt etwa 150 m^3. Abb. 50 bis 52 zeigen ein Modell des Raums, das mit der Raumsimulations-Software CATT erstellt wurde.

Decke und Wände des Raums sind aus verputztem Beton, sie sind jedoch großflächig durch Absorber- und Diffusor-Elemente verdeckt. Der Fußboden steht auf Stelzen und ist mit 50 mm dicken Pressspanplatten belegt, der ca. 40 cm tiefe Zwischenraum ist mit Mineralwolle gefüllt. Die Decke ist bis auf seitliche Streifen von jeweils etwa 40 cm Breite vollständig von einem abgehängten Absorberelement verdeckt, das aus 20 cm dickem Schaum besteht und breitbandig ab etwa 200 Hz aufwärts wirkt. An der Rückwand befindet sich ein Racktisch aus massivem Holz, über dem ein Schröder–Diffusor angebracht ist, der auch als Helmholtz-Resonator wirkt. Die Resonanz des Helmholtz-Absorbers liegt zwischen 50 und 100 Hz. Der Platz zwischen Diffusor und Decke ist von einem weiteren breitbandig wirkenden Absorber ähnlich dem an der Decke ausgefüllt.

An den Seitenwänden sind, außer an den Türen, abwechselnd Absorber– (rot, vgl. Abb. 51) und Diffusor–Elemente (weiß) angebracht. Die Absorber sind tief abgestimmte Folienabsorber. Auch an der vorderen Wand sind zwei Diffusoren angebracht. Der Rest der Wand ist von einem breitbandigen Folienabsorber bedeckt. Die Diffusoren wirken für mittlere und hohe Frequenzen auch als Absorber.

Vor den vier senkrechten Kanten des Raums sind Folienabsorber eingebaut. Diese bestehen jeweils aus drei Teilen, die schmalbandig auf unterschiedliche Raumresonanzen abgestimmt sind.

In der Mitte des Raums befindet sich ein 2,40 m breites Mischpult. Fünf Standboxen dienen als Surround-Abhörsystem.

Die gemessene Nachhallzeit des Raums beträgt 0,25 s. Damit beträgt die Großraumfrequenz 82 Hz.

Mit einem Programm wie CATT können unter genauer Angabe aller Raum-Einzelheiten detaillierte Voraussagen über geometrische und statistische Erscheinungen in der Akustik des Raums getroffen werden. Für die Simulation mit unserem Programm zur Voraussage wellentheoretischer Effekte können wir leider die komplizierten Dämpfungseigenschaften der Wände nur durch einen einzigen konstanten Absorptionsgrad ausdrücken, obwohl es wünschenswert wäre, auch im Bassbereich nach der Frequenz und nach der Geometrie der Wände zu differenzieren. Es wurde also für die Seitenwände, die vordere Wand und die Rückwand jeweils ein Absorptionsgrad von 0,7 geschätzt, für die Decke von 0,4 und für den Fußboden von 0,3. Der achteckige Grundriss des Raums wurde vernachlässigt und der Raum als quaderförmig angenommen. Die Maße der Seitenwände wurden als 6 m, 7 m und 3,6 m angegeben. Eine Übersicht über die berechneten Raummoden in Regie 2 liefert die folgende Tabelle. Der Faktor A_{lmn} wurde für die Abhörposition berechnet, er soll später betrachtet werden.

[8] „Regie 2“ des Erich–Thienhaus–Instituts an der Hochschule für Musik Detmold

Mode	f / Hz	A_{lmn}	Mode	f / Hz	A_{lmn}	Mode	f / Hz	A_{lmn}
010	24,57	0,23	211	78,57	0	140	102,38	0
100	28,67	0	130	79,09	0	112	102,74	0
110	37,76	0	300	86,00	0	231	104,90	0
001	47,78	0,07	031	87,84	-0,01	022	107,45	-0,31
020	49,14	-0,58	221	89,36	-0,01	041	109,28	0
011	53,73	0,02	310	89,44	0	321	109,97	0
101	55,72	0	131	92,40	0	122	111,21	0
120	56,89	0	230	93,39	-0,04	202	111,44	0,10
200	57,33	0,19	002	95,56	0,53	141	112,98	0
111	60,90	0	040	98,29	-0,07	330	113,27	0
210	62,38	0,04	301	98,38	0	240	113,79	-0,01
021	68,54	-0,04	012	98,66	0,12	212	114,11	0,02
030	73,71	-0,20	320	99,05	0	400	114,67	-0,93
121	74,29	0	102	99,76	0	410	117,27	-0,21
201	74,63	0,01	311	101,40	0	032	120,68	-0,11
220	75,51	-0,11						

Zunächst wurde auch hier eine Messung durchgeführt, bei der Lautsprecher und Mikrofon in Raumecken positioniert wurden, um Auslöschungen in Resonanzknotenpunkten aus dem Weg zu gehen. Der Faktor A_{lmn} in der obigen Tabelle nähme für diesen Aufbau die Werte 1 oder -1 an. Als Messlautsprecher wurde einer der im Regieraum zum Abhören verwendeten Lautsprecher vom Typ B&W Nautilus 801 verwendet, als Messmikrofon diente abermals ein B&K 4006.

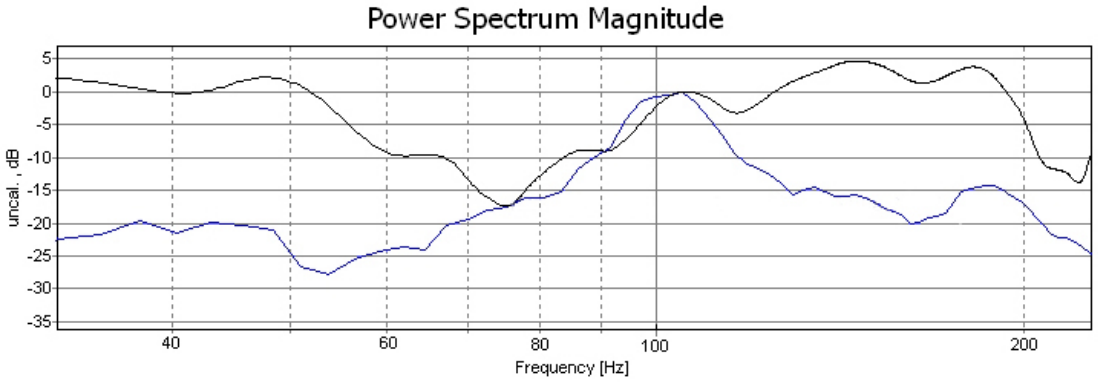

Abbildung 48: Berechnete (schwarz) und gemessene (blau) Amplitudenübertragungsfunktion. Der Sender befindet sich in der Ecke rechts hinten, der Empfänger in der Ecke links vorne, beide am Boden.

Abb. 48 zeigt das Ergebnis der Messung (blaue Kurve) und der Rechnung (schwarze Kurve). Die gemessene Kurve sieht weitaus glatter aus als die Spektren, die in den Überäumen gemessen wurden. Die normalerweise heraustretenden Axialmoden, die der Tabelle zu entnehmen sind, sind in der Kurve kaum zu erkennen. Dafür sieht man ein starkes, sehr breitbandiges Maximum um 100 Hz. In der Tabelle ist nachzuvollziehen, dass sowohl bei 99 Hz als auch bei 102 Hz Überlagerungen auftreten. Trotzdem ist das Maximum hier nicht allein auf Resonanzeffekte zurückzuführen, sondern auch auf die frequenzabhängige Dämpfung des Raums. Im Gegensatz zu der sonst durch Raumresonanzen verursachten Welligkeit wird diese Unregelmäßigkeit im Frequenzgang nicht als tonale Verfärbung oder als Klirren, sondern als klangfarbliche Verfärbung zu hören sein.

Die berechnete ist der gemessenen Kurve im Frequenzbereich zwischen 70 und 120 Hz sehr ähnlich. Zu tieferen Frequenzen hin und auch bis über 200 Hz hinaus - die Großraumfrequenz liegt bei 82 Hz - ist die Lage der Maxima in beiden Kurven noch immer ähnlich, der Pegel jedoch sehr unterschiedlich, obwohl der Frequenzgang des Messlautsprechers kompensiert wurde.

Abb. 49 zeigt denselben Vergleich für einen praktisch interessanteren Messaufbau: Als Position für den Lautsprecher wurde die Position des linken Abhörlautsprechers gewählt, das Mikrofon wurde am Hörplatz in einer Höhe von 1,20 m, die der durchschnittlichen Ohrhöhe eines sitzenden Hörers entspricht, aufgebaut. In der gemessenen Kurve ist nun die 020–Mode als Maximum zu erkennen, weil alle tieferen Axialmoden durch die zentrale Position des Mikrofon ganz oder teilweise ausgelöscht sind. Das Maximum bei 100 Hz ist nach wie vor gut zu erkennen, obwohl für viele der sich überlagernden

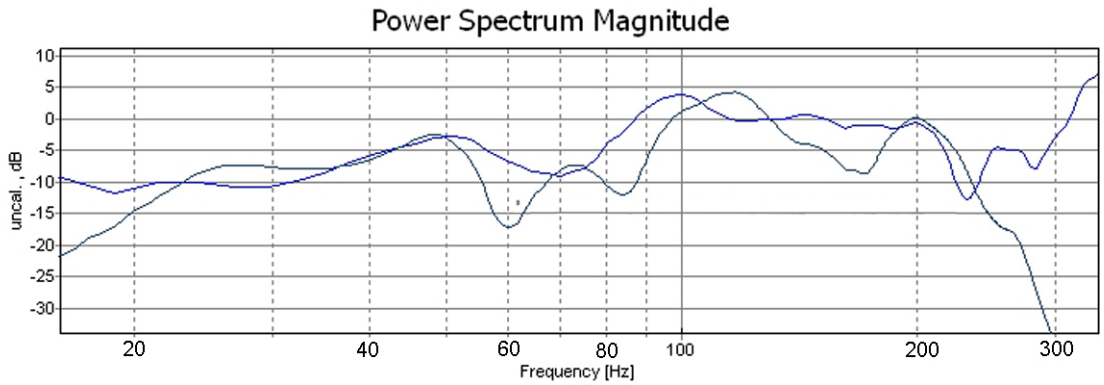

Abbildung 49: Berechnete (schwarz) und gemessene (blau) Amplitudenübertragungsfunktion. Das Mikrofon stand an der Abhörposition, Sender war der linke Abhörlautsprecher.

Resonanzen an der Stelle des Mikrofons oder des Lautsprecher ein Knotenpunkt vorliegen müsste. Zu höheren Frequenzen hin wird die Kurve durch vermehrte Auslöschungen welliger.

Die 020-Mode ist auch in der berechneten Kurve gut zu erkennen. Die Kurve ist aber insgesamt welliger als die gemessene. Um 75 Hz gibt es ein weiteres Maximum, da sich einige schwächeren Tangentialmoden überlagern. Das Maximum bei 100 Hz ist zu 120 Hz hin verschoben, weil rechnerisch für fast alle sich um 100 Hz überlagernden Resonanzen an den Messpunkten ein Knotenpunkt vorliegt. Zwischen 115 und 120 Hz überlagern sich mehrere Moden höherer Ordnung, darunter die Axialmode 400.

Es ist festzustellen, dass nicht einmal unterhalb der Großraumfrequenz von 82 Hz eine signifikante Übereinstimmung zwischen den Kurven vorliegt. Auch die Übereinstimmung der Kurven bei der Messung in den Eckpositionen ist nur ungefähr über dem Bereich einer Quinte gegeben. Offensichtlich lässt sich die komplizierte Wellenstruktur in einem Regieraum also nicht ohne weiteres in einem idealisierten Quader simulieren, auch wenn grobe Tendenzen zu erkennen sind. Die Simulation könnte allerdings dazu benutzt werden, die Resonanzstruktur eines unbedämpften Quaderraums zu berechnen, der durch gezielte Resonanzbedämpfung ein guter Regieraum werden soll.

8 Simulation eines Regieraums auf der Basis des geometrischen Modells

8.1 Erstellung des raumakustischen Modells

Da als prominenter Vertreter des „kleinen Raums“ in dieser Arbeit der Regieraum eine besondere Rolle spielt, soll ein kurzes Kapitel auf die Frage verwendet werden, welche Vorhersagen durch das geometrische Modell über einen Regieraum getroffen werden können, die in der wellentheoretischen Simulation nicht berücksichtigt werden. Wie wir in Kapitel 2 gesehen haben, ist das Verhalten von frühen Reflexionen ein entscheidendes Kriterium für die Qualität eines Abhörraums. Das Zustandekommen von frühen Reflexionen und einige weitere akustische Parameter sollen am Beispiel der „Regie 2“ des Erich-Thienhaus-Instituts untersucht werden. Dazu wurde mit der Raumsimulations-Software CATT Acoustics ein Modell des Raums erstellt.

Eine genaue Beschreibung des Raums findet sich in Kapitel 7.3. Das raumakustische Modell ist in Abb. 50 bis 52 zu sehen.

Alle Flächen wurden genau im realen Raum ausgemessen. Die Absorptions- und Streuungseigenschaften der verschiedenen Materialien und Einbauten wurden Tabellen entnommen oder geschätzt. Im Vergleich mit Messungen können einzelne Angaben noch korrigiert werden.

Das Abstrahlverhalten der Lautsprecher kann in CATT ebenfalls berücksichtig werden. Die Richtcharakteristik der B&W-Lautsprecher wurde bei 125 Hz als kugelförmig angegeben, zu höheren Frequenzen hin wird die Abstrahlung immer gerichteter.

Der Raum soll als Stereo-Abhörraum untersucht werden, auf die Surround- und auf den Center-Lautsprecher wird in diesem Rahmen nicht näher eingegangen.

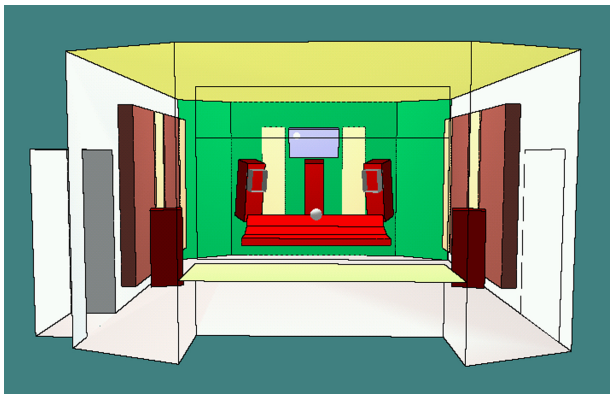

Abbildung 50: Raumakustisches Modell der Regie 2, erstellt mit CATT Acoustics.

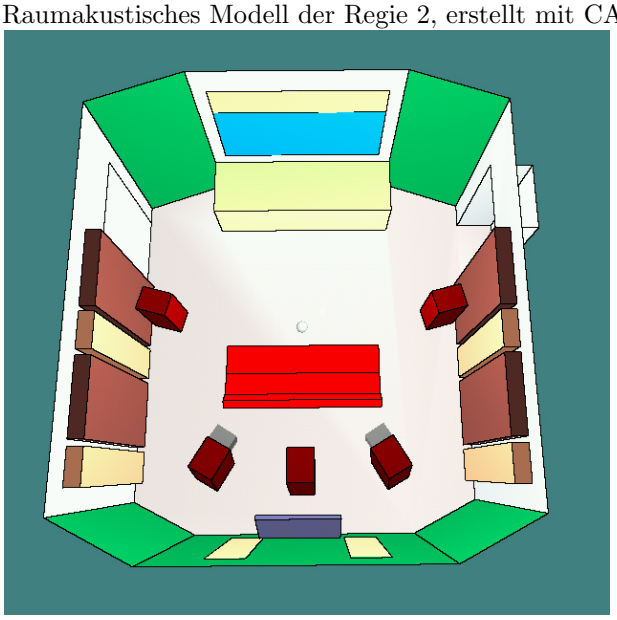

Abbildung 51: Raumakustisches Modell der Regie 2, erstellt mit CATT Acoustics.

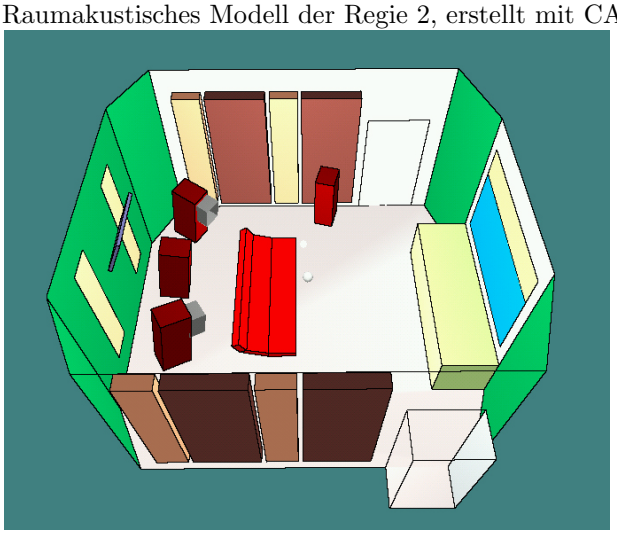

Abbildung 52: Raumakustisches Modell der Regie 2, erstellt mit CATT Acoustics.

8.2 Interpretation der Ergebnisse

Anhand der Ergebnisse der Simulation sollen nun einige Eigenschaften des Raums untersucht und in Hinblick auf die Anforderungen an Regieräume, die in Kapitel 2.2 zusammengetragen wurden, bewertet werden. Wir betrachten dazu die Zeitstruktur des Übetragungswegs vom linken und vom rechten Lautsprecher zum Abhörplatz.

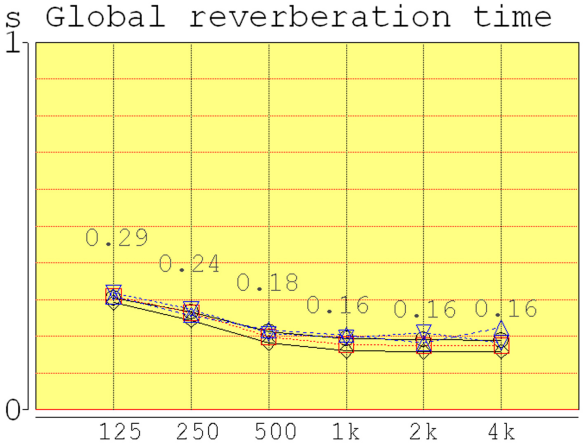

Abbildung 53: Nachhallzeit in Regie 2, mit CATT berechnet.

Abb. 53 zeigt die Nachhallzeit des Raums in Oktaven, berechnet aus der simulierten Impulsantwort für den rechten Lautsprecher. Es werden Nachhallzeiten nach verschiedenen Definitionen angezeigt (T_{30}, T_{15}, Sabinesche Nachhallzeit, Eyring-Nachhallzeit), die nicht sehr stark voneinander abweichen. Die über der Kurve angegebenen Werte sind die Werte der Eyring-Nachhallzeit, die in kleinen Räumen am aussagekräftigsten ist. Man sieht, dass die Nachhallzeit wie in den meisten Räumen zu hohen Frequenzen hin leicht abfällt.

Nach der IRT-Empfehlung [20] (vgl. Kapitel 2.2) berechnet sich die optimale Nachhallzeit in einem Regieraum mit einem Volumen von 150 m^3 zu 0,29 s. Damit verglichen ist die Nachhallzeit in der Regie 2 eher kurz.

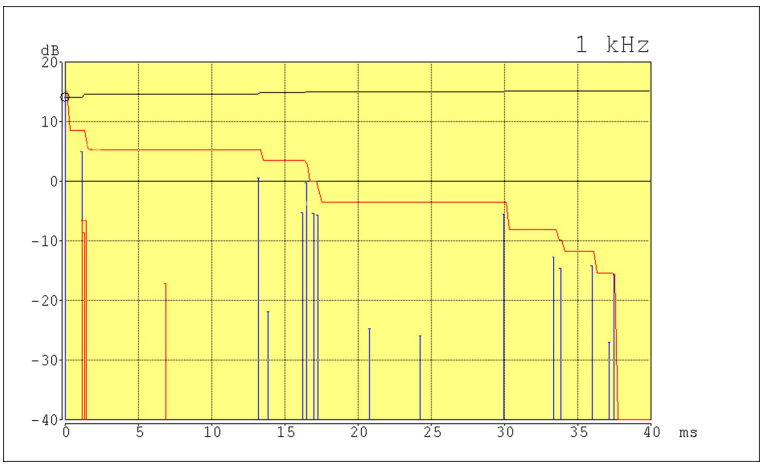

Abbildung 54: frühe Reflexionen in Regie 2 für 1 kHz. Spiegelnde Reflexionen sind blau, diffuse rot.

Abb. 54 zeigt alle spiegelnden und diffusen Reflexionen 1. bis 3. Ordnung, die vom linken Lautsprecher an den Abhörplatz gelangen. Die Ordnungszahl einer Reflexion sagt, wie oft sie auf ihrem Weg vom Sender zum Empfänger auf eine Oberfläche getroffen ist. Spiegelnde Reflexionen sind in der Grafik blau dargestellt und diffuse Reflexionen rot.

Es fällt sofort ein „Initial Time Delay Gap“ von etwa 15 ms auf, der Regieraum hat also an dieser Position offensichtlich gute Abhörvoraussetzungen. Bei genauerem Hinsehen muss man allerdings feststellen, dass die strengen Forderungen des V-Kriteriums [18] (vgl. Kapitel 2.2) nicht ganz erfüllt sind: Innerhalb der ersten 15 ms nach Eintreffen des Direktschalls treten zwei relativ starke Reflexionen auf. Mit CATT lässt sich der Strahlenverlauf anaylsieren. Die erste, sehr frühe Reflexion nach 1 ms ist die Reflexion an der Pultoberfläche. Sie ist 10 dB schwächer als der Direktschall, nach dem V-Kriterium wären aber höchstens -20 dB erlaubt. In Kapitel 2.2 wurde beschrieben, wie man die Pultreflexion durch Verändern des Lautsprecherwinkels bekämpfen kann. Im Modell ist zu erkennen, dass sich die Hochtöner wegen der Größe der Standboxen relativ hoch über der Pultoberfläche befinden und der Lautsprecher etwa 10° nach unten gewinkelt ist, damit der Hochtöner auf den Kopf des Hörers gerichtet ist. Würde man den Lautsprecher tiefer aufstellen, so dass der Hochtöner nur wenig höher als die Pultkante wäre, könnte man auf das Winkeln verzichten, der Direktschall hätte einen sehr flachen Weg über die Pultoberfläche und die Pultreflexion würde vermieden. Leider ist es aber nicht möglich, die Lautsprecher tiefer aufzustellen, weil sonst die Tieftöner durch das Mischpult abgeschattet würden. Es ist auch nicht möglich, das Pult zu bedämpfen. Eine Lösung kann hier leider nicht vorgeschlagen werden.

Die zweite starke Reflexion trifft nach 13 ms ein und ist 13 dB schächer als der Direktschall. Nach dem V-Kriterium ist nur ein Pegel von höchstens -22 dB erlaubt. Diese Reflexion nach 13 dB ist eine Reflexion 2.Ordnung, sie erreicht über die Unterseite des Racktischs an der Rückwand und über den Fußboden den Hörer. Auch diese Reflexion lässt sich kaum vermeiden: Wie das Pult ist auch das Geräterack ein unverzichtbarer Bestandteil des Raums, es kann weder entfernt noch mit absorbierendem Material verkleidet werden, weil die Geräte bedient werden müssen.

Eine weitere schwache Reflexion 2. Ordnung bei 14 ms kommt über die rechte Seitenwand und die Gehäusewand des rechten Surroundlautsprechers zustande. Sie ist aber 35 dB schwächer als der Direktschall und stört daher nicht.

Die verschiedenen Reflexionen, die zwischen 15 und 20 ms eintreffen, stammen alle von der Rückwand: Die Seitenwandreflexionen, die früher eintreffen würden, sind alle unterdrückt.

Für den rechten Lautsprecher sieht die Reflexionsabfolge wegen der Symmetrie des Raums fast gleich aus, daher muss sie nicht extra betrachtet werden.

Die Untersuchung der frühen Reflexionen hat gezeigt, dass die Impulsantwort bereits so weit wie möglich optimiert wurde. Weitere Verbesserungen sind nicht ohne weiteres möglich.

8.3 Vergleich mit Messwerten

Auch die Simulation durch CATT, also auf der Basis des geometrischen Modells, soll mit Messungen im realen Raum verglichen werden. Dazu wird exemplarisch eine Messung ausgewählt, die auch schon in Kapitel 7.3 im Vergleich mit den Ergebnissen der Raummoden-Simulation verwendet worden ist. Als Messlautsprecher diente der linke Lautsprecher (Typ B&W 801 Nautilus), das Messmikrofon (Typ B&K 4006) war am Abhörplatz aufgestellt. Es ist also der gleiche Aufbau gegeben wie im Modell.

Abb. 55 zeigt die ersten 23 ms der gemessenen Impulsantwort. Neben einigen anderen Reflexionen ist die starke Pultreflexion und auch die Reflexion von Racktisch und Fußboden bei 13 ms gut zu erkennen. Die Pultreflexion kommt 1 ms später als berechnet, also ist der Schallumweg der Reflexion im Modell 34 cm kürzer als im wirklichen Raum. Der Grund kann schon eine Fehlschätzung in der Höhe von Mikrofon und Lautsprecher um 15 cm sein.

Abb. 56 zeigt die in Regie 2 gemessene Nachhallzeit. Man sieht, dass die Werte für die Nachhallzeit im tiefen Frequenzbereich sehr unterschiedlich sind und zu höheren Frequenzen hin gleichmäßiger werden. In Wirklichkeit ist die Welligkeit unterhalb von 100 Hz durch die Raummoden noch viel ausgeprägter, hier ist aber nur ein Wert pro Terzband angegeben. Die gemessenen Werte für die Nachhallzeit stimmen relativ gut mit den berechneten (Abb. 53) überein.

Abb. 57 zeigt das Spektrum der gemessenen Impulsantwort (rote Kurve) im Vergleich zum Spektrum der in CATT simulierten Impulsantwort (blaue Kurve). Die beiden Kurven sind sich nicht in allen Frequenzbereichen gleich ähnlich. Unterhalb von 100 Hz ist keine signifikante Übereinstimmung festzustellen. Das erstaunt nicht weiter, weil in diesem Bereich die Raummoden vorherrschen, CATT errechnet die Raumimpulsantwort aber vorwiegend aus spiegelnden und diffusen Reflexionen. Bei 100 Hz gibt es in beiden Kurven ein recht gut übereinstimmendes Maximum. Auch oberhalb von 100 Hz, bis etwa 300 Hz, ähneln sich die Kurven in ihrem Verlauf, was allerdings erst auf den zweiten Blick zu erkennen ist, weil es in der Messung im Bereich von 200 Hz eine breitbandige starke Absenkung gibt. Eine ähnliche Senke tritt auch in der simulierten Kurve auf, allerdings etwa 150 Hz höher. Vermutlich ist in dieser Auslöschung die „Grundschwingung“ des Kammfilters zu sehen: Bei einer Verzögerung

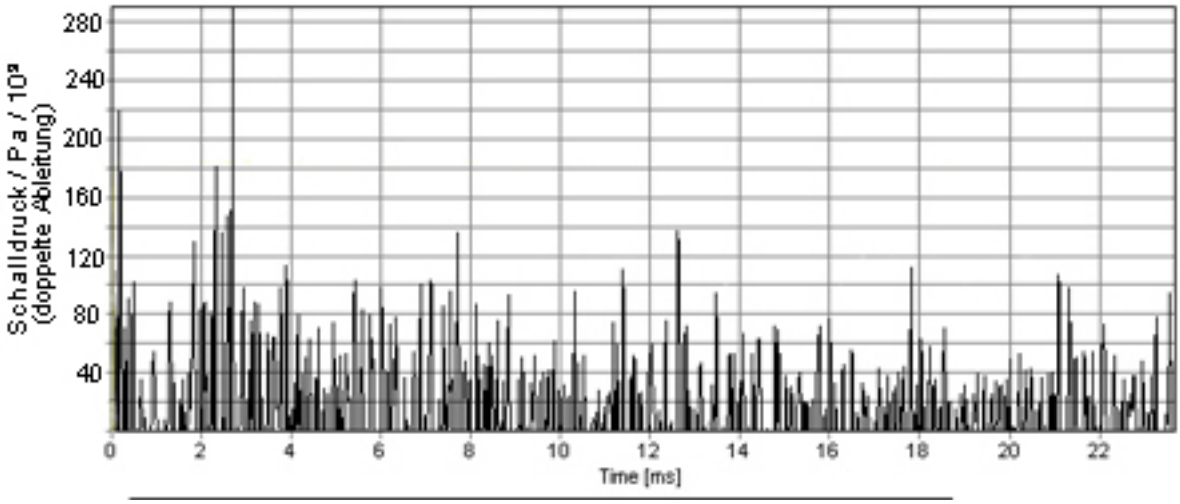

Abbildung 55: Die ersten 23 ms der Impulsantwort, die in Regie 2 zwischen linkem Lautsprecher und Abhörplatz gemessen wurde. Man erkennt die Pultreflexion bei 2 ms und die Reflexion von Racktisch und Fußboden bei 13 ms.

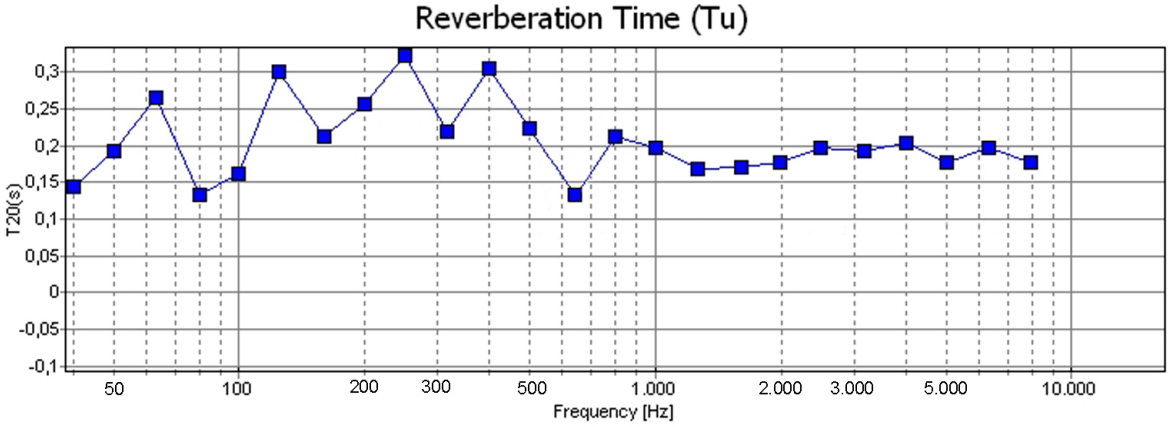

Abbildung 56: gemessene Nachhallzeit.

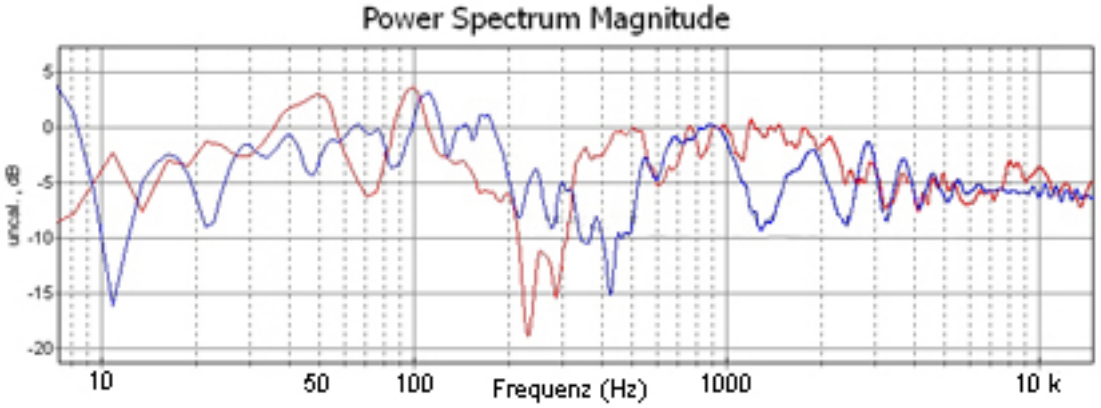

Abbildung 57: Spektren der gemessenen (rot) und der in CATT simulierten (blau) Impulsantwort.

von 1 ms ist 500 Hz die erste Frequenz, die durch gegenphasige Überlagerung ausgelöscht wird. In der berechneten Kurve kann man ablesen, dass die größte Auslöschung bei 420 Hz liegt, also beträgt, wenn man zurückrechnet, die genaue Verzögerung der Pultreflexion im Modell 1,2 ms. In der Messung liegt die Auslöschung hingegen um 200 Hz, weil, wie man in der Impulsantwort ablesen kann, die Pultreflexion in Wirklichkeit mit einer Verzögerung von 2,5 ms eintrifft. Weil auch alle Vielfachen dieser Frequenz ausgelöscht werden, entsteht ein Kammfiltereffekt, der besonders in der berechneten Kurve sehr schön zu beobachten ist.

Man könnte nun die Positionen von Sender, Empfänger und Mischpult im Modell so lange manipulieren, bis die Kurven übereinanderliegen. Hier soll es aber hauptsächlich um die wellentheoretische Simulation gehen, daher soll der Hinweis auf diese Möglichkeit genügen.

9 Exemplarische Beschreibung der auralisierten Ergebnisse

Eine umfassende Auswertung der Ergebnisse, die durch die Auralisation mit unserem Raummoden–Simulationsprogramm gewonnen werden können, würde den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigen. Einerseits ist das Spektrum an möglichen Fragestellungen, die überprüft werden könnten, zu vielfältig. Andererseits sind zur Objektivierung der Ergebnisse Hörtests mit einer Mindestanzahl von Versuchspersonen nötig. Eine solche Auswertung könnte der Gegenstand einer weiteren Arbeit sein. Hier kann nur exemplarisch auf einige subjektive Beobachtungen hingewiesen werden.

Da das Programm in erster Linie zu Einsichten über wellentheoretische Zusammenhänge verhelfen und den Benutzer zum Ausprobieren ermuntern will, sollen in einem ersten Abschnitt Erkenntnisse, die in den vorangegangenen Kapiteln theoretisch erläutert und grafisch überprüft wurden, durch Hörbeispiele ergänzt werden. Dazu dienen Mono-Klangbeispiele.

In einem zweiten Abschnitt soll auf die Frage nach der „Tonalität“ von Räumen eingegangen werden, die für einen Tonmeister von besonderem Interesse ist. Dazu werden Stereo-Musikbeispiele verwendet.

Die Hörbeispiele liegen der Arbeit in Form einer CD bei. Informationen zu den einzelnen Beispielen finden sich auch in einem Tracklisting im Anhang.

9.1 Ergänzung der grafischen Ergebnisse durch Hörbeispiele

Die Auswirkung von Raummoden im Hinblick auf die Parameter der Wanddämpfung, der Position von Sender und Empfänger und der Seitenverhältnisse sowie der zeitliche Aufbau des Wellenfelds wurden in Kapitel 6 bereits durch grafische Darstellungen analysiert. Die eigentliche Stärke des hier entwickelten Programms liegt aber in der Hörbarmachung von stehenden Wellen. Schließlich können ja auch die grafischen Auswertungen nichts anderes sein als eine Hilfe zur Beantwortung der Frage, wie der Raum „klingt“.

Darum wurden zu den untersuchten Fragestellungen Hörbeispiele erstellt. Diese Hörbeispiele kann sich jeder Benutzer des Raumsimulations–Programms auch leicht selbst herstellen. Damit die im Vordergrund stehenden Parameter und ihre Auswirkungen hörbar werden und nicht durch andere Effekte verdeckt werden, wird nur ein Übertragungsweg auralisiert, es werden also Mono–Klangbeispiele verwendet. Sofern nichts anderes angegeben ist, wird zur Auralisation abermals der Beispielraum aus Kapitel 6 mit den Abmessungen $5 \times 4 \times 3$ m^3 und dem Absorptionsgrad 0,1 verwendet, wobei sich Sender und Empfänger in benachbarten Raumecken befinden.

9.1.1 Auswirkungen der Wanddämpfung

Um die klanglichen Unterschiede hörbar zu machen, die durch unterschiedliche Bedämpfung der Wände entstehen, werden im Beispielraum vier verschiedene Klangbeispiele für jeweils vier verschieden starke Wandbedämpfungen auralisiert. In den vier Einstellungen betragen die Absorptionsgrade jeweils für alle Wände 0,1, 0,3, 0,5 und 0,7.

Als Beispiele dienen Rosa Rauschen, ein gleitender Sinus von 20 bis 200 Hz sowie zwei im reflexionsarmen Raum aufgenommene Signale, Bongo und Sprecher. Die Beispiele sind in der Lautstärke angepasst, damit sich ihre Klangfarbe vergleichen lässt. Bei den im reflexionsarmen Raum aufgenommenen Beispielen wurde der Direktschall hinzuaddiert, für die technischen Beispiele wurden nur die Raumresonanzen berechnet.

Hört man die vier Fassungen von Rosa Rauschen in der Reihenfolge abnehmender Absorption nacheinander, also beginnend mit $\alpha = 0,7$ und endend mit $\alpha = 0,1$, so stellt man fest, dass mit jeder

Fassung mehr tonale Komponenten im unteren Frequenzbereich hinzukommen. Für $\alpha = 0,1$ kann man sogar Einzeltöne heraushören.

Der gleitende Sinus oder Sweep dient dazu, die Übertragungsfunktion, die in Abb. 19 grafisch dargestellt ist, akustisch nachzuvollziehen. Da der Pegel des Sinus konstant ist, sind dabei allerdings die Fletcher-Manson-Kurven zu berücksichtigen: Die sehr tiefen Frequenzen erscheinen schwächer, als es das Auge beim Betrachten der Übertragungsfunktion vermutet. Die tiefste Resonanz des Beispielraums liegt bei 34,3 Hz. Daher dauert es eine kurze Weile, bis das Signal im tiefen Frequenzbereich laut genug ist, um die Hörschwelle zu überschreiten. Danach kann man die Welligkeit des Spektrums gut verfolgen. Man hört, dass das An- und Abschwellen des Signals mit abnehmender Dämpfung immer „kurzatmiger“ wird, während für $\alpha = 0,7$ nur zwei große Senken bei 110 und bei 170 Hz zu hören sind.

Sowohl bei den Bongos als auch beim Sprecher ist mit abnehmendem Absorptionsgrad der Wände ein zunehmender Halligkeitseindruck festzustellen. Für $\alpha = 0,1$ hört man deutlich das verzögerte Ein– und Ausschwingen der Resonanzen. Bei der Bongo hat die starke Anregung von Raummoden eine Verfälschung der Balance zwischen den beiden verschiedenen Tönen zur Folge, weil nur der tiefe Ton stark die Resonanzen anregt. Durch das Mitklingen tiefer Raumresonanzen ist auch die Tonhöhe der tieferen Bongo schwerer herauszuhören. Interessant ist, dass in dem Sprecher–Beispiel auch bei der starken Absorption von $\alpha = 0,7$ sofort der Eindruck eines kleinen Raums entsteht, obwohl keine Einzelresonanzen zu hören sind.

Zusätzlich wurde der Einfluss inhomogener Wanddämpfung hörbar gemacht (vgl. Kapitel 6.2). Dazu wurde eine Impulsantwort für den Beispielraum mit den Absorptionsgraden $\alpha = 0,1$ für die Wände senkrecht zur x-Achse und $\alpha = 0,5$ für die übrigen Wände berechnet (vgl. Kapitel 6.2) und mit Rosa Rauschen gefaltet. Die einzeln stehenden Resonanzspitzen sind deutlich als Töne aus dem Rauschen herauszuhören, besonders hört man ein tiefes Cis (69,3 Hz). Außerdem wurde dieser Impuls mit einer chromatischen Klaviertonleiter gefaltet. Auch hier ist zu hören, dass ab der zweiten Oktave jedes Cis verstärkt ist und nachklingt. Cis ist der Grundton der Axialmoden, die sich in x-Richtung aufbauen.

9.1.2 Ein– und Ausschwingvorgänge

Alle in Kapitel 6.5 behandelten Bursts sind sowohl trocken als auch mit der Raumimpulsantwort gefaltet auf der Beispiel–CD zu hören. Zusätzlich wurde ein 120–Hz–Burst auralisiert, weil das Beispiel mit 43 Hz zu tief ist, um es hörend beurteilen zu können. Auch bei 120 Hz liegt ein Knotenpunkt vor, der Effekt ist also der gleiche wie bei 43 Hz.

Der schnelle Pegelanstieg in der Einschwing– und Ausklingphase, der für Frequenzen, die nicht in einem Maximum liegen, zu beobachten war, wirkt akustisch wie ein zweifacher Impuls. In dem 120–Hz–Beispiel hört man außerdem sehr gut, dass im Einschwing– und im Ausklingvorgang eine Resonanz erklingt, die einen Halbton höher ist als der eigentliche Ton. Die eigentliche Tonhöhe, H, ist erst verzögert zu hören. In einer Tonfolge kann das bewirken, dass bei Tönen, für deren Frequenz ein Minimum vorliegt, das Anschlaggeräusch doppelt zu hören ist und die Tonhöhe unsauber wirkt. Weiche Einsätze sind nicht zu hören.

9.1.3 Weitere Parameter

Die Auswirkungen verschiedener Positionen von Sender und Empfänger sowie der Klang von Würfel– und Langräumen kann ebenfalls in Hörbeispielen auf der beiliegenden CD nachvollzogen werden.

Wie in Kapitel 6.3 wurden auch hier Sender und Empfänger zunächst in gegenüberliegenden Raumecken positioniert und der Empfänger dann auf der Raumdiagonalen in Richtung Raummitte bewegt. Das klangliche Ergebnis ist am Beispiel der chromatischen Klaviertonleiter zu hören. Im Vergleich kann jeder Hörer entscheiden, welches Beispiel am ausgewogensten klingt.

Weiterhin wurden die Klaviertonleiter und Rosa Rauschen in einem Langraum mit den Maßen 19 $\times$ 4 $\times$ 3 m^3 sowie in einem Würfelraum mit den Maßen 4 $\times$ 4 $\times$ 4 m^3 auralisiert. Das Resonanzmuster des jeweiligen Raums wirkt sich beim Rosa Rauschen als charakteristische tonale Färbung aus, die ganz genauso auch den Klang der Klaviertonleiter bestimmt.

9.2 Zur Tonalität von Räumen

9.2.1 Intervallverhältnisse von Raumresonanzen

In einem schlecht bedämpften Raum sind die Raumresonanzen sehr schmalbandig und werden als tonale Verfärbung wahrgenommen. Die Frage soll nun sein, ob diese Verfärbungen auch als „Tonalitäten“ wahrgenommen werden können, die die Wahrnehmung der Tonalität von Musik beeinflussen. Dazu müssen wir überlegen, in welchen Intervallverhältnissen die Raummoden zueinander liegen.

Zunächst liegen natürlich alle Axialmoden einer Raumrichtung – also 100, 200, 300 usw. – harmonisch zueinander, sie bilden also eine Naturtonreihe. Diese Naturtonreihe ist jedoch nicht wahrzunehmen, weil bereits in der ersten Oktave andere Resonanzen dazwischentreten. Diese sind zum einen die Axialmoden der beiden übrigen Achsen und zum andern die Tangentialmoden und die schrägen Moden.

Um das Intervallverhältnis der Resonanzen zu verstehen, betrachten wir den einfachen Fall eines Würfelraums. Hier haben alle Axialmoden der gleichen Ordnung – 100, 010, 001 – gleiche Werte, der Fall ist also genauso einfach, als würden wir nur eine Raumachse betrachten.

Wie wir wissen, liegt in den Raumecken für jede Resonanz ein Maximum vor. Betrachtet man nun alle Resonanzen eines Würfelraums als Tonreihe und bildet aus benachbarten Frequenzen den Quotienten, um das Intervallverhältnis zu bestimmen, so stellt man fest, dass eine Quadration dieser Intervallverhältnisse zu den Intervallverhältnissen der Naturtonreihe führt.

Intervallverhältnis der Resonanzen im Würfelraum	$\sqrt{2}$	$\sqrt{3/2}$	$\sqrt{4/3}$	$\sqrt{5/4}$	$\sqrt{6/5}$	...
Intervallverhältnis der Naturtonreihe	2/1	3/2	4/3	5/4	6/5	...

Das bedeutet, dass die Intervalle zwischen den Resonanzen halb so groß sind wie die der Naturtonreihe und also dissonante Intervalle sind.

Intervalle der Naturtonreihe	Oktave	Quinte	Quarte	gr.Terz	...
Intervalle der Resonanzen im Würfelraum	Tritonus	zu große kl. Terz	zu große gr. Sekunde	gr. Sekunde	...

Es wird also kein Eindruck von Tonalität zustandekommen, sondern der Gesamtklang der Resonanzen, etwa im Ausklingvorgang, gleicht einer dichten Schichtung von Dissonanzen, wobei allerdings einzelne Töne dominieren können. Anders ist die Situation, wenn sich Sender und Empfänger beide auf einem oder zwei Dritteln der Diagonalachse befinden (vgl. Kapitel 6.3). In diesem Fall werden im Würfelraum die ersten 15 Tangentialmoden und schrägen Moden unterdrückt. Wie wir oben gesehen haben, liegen die Resonanzen in diesem Bereich nun harmonisch zueinander, denn alle Axialmoden sind Vielfache voneinander. Danach treten aber auch dissonante Intervalle auf. Die folgende Tabelle zeigt alle Raummoden in einem Würfelraum mit ihrem „örtlichen Schalldruckvarianzfaktor“ A_{lmn} für den Fall, dass sich Sender und Empfänger auf einem Drittel der Diagonalachse befinden.

Mode	f / Hz	A_{lmn}	Mode	f / Hz	A_{lmn}	Mode	f / Hz	A_{lmn}	Mode	f / Hz	A_{lmn}
001	43,00	-0,26	121	105,33	0,02	311	142,61	-0,07	400	172	0,29
010	43,00	-0,26	211	105,33	0,02	113	142,61	-0,07	004	172	0,29
100	43,00	-0,26	202	121,62	0,05	131	142,61	-0,07	040	172	0,29
011	60,81	0,07	220	121,62	0,05	222	148,96	0,01	041	177,29	-0,07
101	60,81	0,07	022	121,62	0,05	203	155,04	-0,23	014	177,29	-0,07
110	60,81	0,07	003	129,00	-1	320	155,04	-0,23	232	177,29	-0,05
111	74,48	-0,02	212	129,00	-0,01	230	155,04	-0,23	223	177,29	-0,05
020	86,00	0,23	122	129,00	-0,01	032	155,04	-0,23	322	177,29	-0,05
002	86,00	0,23	030	129,00	-1	023	155,04	-0,23	140	177,29	-0,07
200	86,00	0,23	300	129,00	-1	302	155,04	-0,23	401	177,29	-0,07
021	96,15	-0,06	221	129,00	-0,01	132	160,89	0,06	410	177,29	-0,07
012	96,15	-0,06	301	135,98	0,26	213	160,89	0,06	104	177,29	-0,07
102	96,15	-0,06	310	135,98	0,26	321	160,89	0,06	114	182,43	0,02
120	96,15	-0,06	103	135,98	0,26	231	160,89	0,06	303	182,43	1
201	96,15	-0,06	013	135,98	0,26	123	160,89	0,06	330	182,43	1
210	96,15	-0,06	130	135,98	0,26	312	160,89	0,06	033	182,43	1
112	105,33	0,02	031	135,98	0,26						

Man sieht, dass die drei Moden bei 86 Hz[9], 128 Hz und 182 Hz besonders hervortreten. Sie liegen im Intervallverhältnis einer Quinte und eines Tritonus. Der Tritonus ist offensichtlich in jedem Würfelraum ein dominantes Intervall, da ja auch die tiefsten beiden Moden, falls sie nicht, wie an der Drittelposition, ausgelöscht sind, im Abstand eines Tritonus liegen.

Befinden sich Sender und Empfänger in der Raummitte, werden alle Raummoden, für die die Quersumme der Ordunungszahl ungerade ist, ausgelöscht, also die Moden 100, 120, 111 usw. Stellt man Sender und Empfänger in der Raummitte auf, hat der Raum also exakt die gleiche Modenstruktur wie ein Raum mit nur halb so großen Abmessungen, bei dem Sender und Empfänger in gegenüberliegenden Raumecken aufgestellt sind!

Die Aufstellung auf einem Drittel der Diagonalachse ist für uns interessant, weil zu vermuten ist, dass die Resonanzen in diesem Fall tonal wahrgenommen werden und den Eindruck der tonalen Balance in einem Musikbeispiel erheblich verfälschen. Dies soll anhand von Hörbeispielen ausprobiert werden. Die Ergebnisse dieser Auralisationen durch Hörtests zu ojektivieren, würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Leser und Hörer der Arbeit können aber mit Hilfe der Hörbeispiele auf der beiliegenden CD die Wirkung der Resonanzen selbst überprüfen. Hier können nur die subjektiven Höreindrucke der Autorin wiedergegeben werden.

9.2.2 Auralisation von Stereo–Musikbeispielen

Zur Untersuchung der Wirkung schmalbandiger Raumresonanzen auf Musik sollen verschiedene Stereo–Musikbeispiele in mehreren Würfelräumen auralisiert werden, die sich nur durch ihre Kantenlänge unterscheiden. Je nach Kantenlänge werden die Resonanzen unterschiedliche Tonhöhen haben. Die beiden Sender und der Empfänger werden jeweils auf einem Drittel einer Diagonalachse positioniert[10] (vgl. Abb. 58). Der Absorptionsgrad beträgt für alle Wände 0,2. Der Direktschall wurde in der Rechnung berücksichtigt. Das Wellenfeld wurde in allen Räumen unabhängig von ihrer Großraumfrequenz bis 300 Hz berechnet.

Als Hörbeispiele wurden acht ganz verschiedene Musikbeispiele gewählt. Auch die Originale werden in den Vergleich mit einbezogen, um die Balance von Einzeltönen beurteilen zu können. Klangfarblich darf das Original nicht mit den auralisierten Beispielen verglichen werden, weil den berechneten Impulsantworten im mittleren und hohen Frequenzbereich Energie fehlt, da das Wellenfeld ja nur bis 300 Hz berechnet wird. Der Versuch könnte eine Abhörsituation darstellen, in der die Musik über zwei Lautsprecher in den Raum eingespielt wird.

Alle Beispiele, die hier beschrieben werden, sind auf dem Tonträger enthalten, der der Arbeit beigefügt ist. Es ist empfehlenswert, beim Lesen des folgenden Kapitels die Klangbeschreibungen durch Hören der Beispiele nachzuvollziehen. Welches Beispiel in der Beschreibung zu welchem CD–Track gehört, kann dem Tracklisting, das sich im Anhang befindet, entnommen werden.

[9] Sie wirkt zusammen mit der Mode bei 43 Hz, weil beide auf derselben Tonhöhe klingen.

[10] Empfänger: 33%/33%/33%; Sender links: 33%/67%/67%; Sender rechts: 67%/33%/67%.

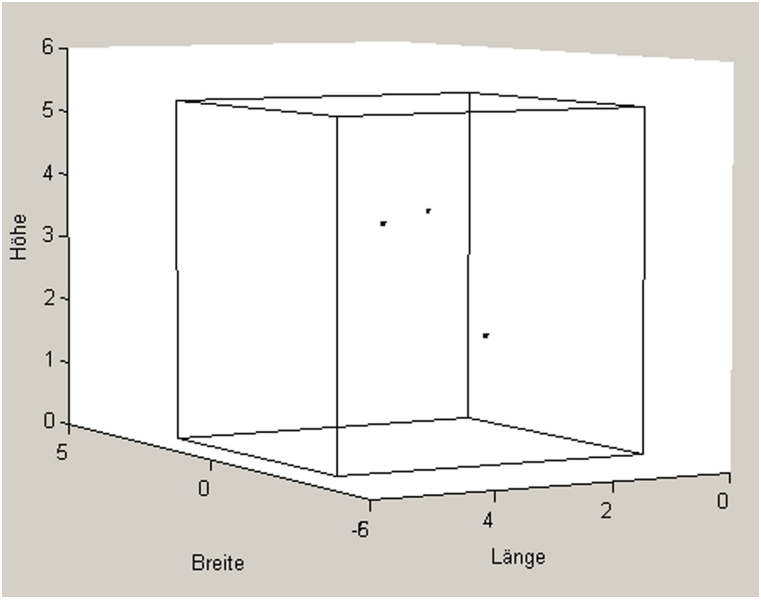

Abbildung 58: Positionen von Sendern und Empfänger für die Auralisation von Stereo-Musikbeispielen.

1. Glass, „Satyagraha“ für Orgel

Das Orgelbeispiel wurde in drei verschiedenen Räumen mit den Kantenlängen 6,24 m, 3,93 m und 4,16 m auralisiert. Wir hören im Beispiel einige Takte in C–Dur.

Der Raum mit der Kantenlänge 6,24 m scheint den Ton E zu verstärken, da die Frequenz der starken 300–Mode (die gleichzeitig die der 030– und der 003–Mode ist) diesem Ton entspricht. Im dritten Akkord, einem C–Dur–Akkord in Grundstellung, wie man im Originalbeispiel hören kann, hört man das E als Basston, was den Akkord völlig anders wirken lässt. Die Verstärkung des Tons E ist besonders gut im Schlussakkord zu hören. Auch hier hört man E als Grundton, im Vergleich mit dem Originalbeispiel stellt sich aber heraus, dass das C der Grundton ist. Die Sextstellung nimmt dem Akkord die Schlusswirkung, die er im Original hat.

Ganz anders klingt die Musik in einem Raum mit der Kantenlänge 3,93 m. In diesem Raum entspricht die 300–Mode dem Ton c. Das c als Grundton der beiden genannten Akkorde ist hier sehr gut zu hören und der letzte Akkord wirkt sehr schlusskräftig. Dafür klingt im Schlussakkord ein unschöner Tritonus mit. Dieser Tritonus, fis, ist die Tonhöhe der 303–, der 330– und der 033–Mode.

Schließlich wurde das Beispiel in einem Würfelraum mit der Kantenlänge 4,16 m auralisiert. Dieser Raum verstärkt besonders den Ton H. Dies ist gut im zweiten Akkord zu hören, wo H Basston ist, außerdem entsteht im Schlussakkord eine störende Schwebung, weil durch das c die benachbarte Resonanz H angeregt wird. Der Raum klingt auch auf H aus. Ansonsten ist die Wirkung des Raums wegen der tonalen Verwandtschaft ähnlich wie die des ersten, auch hier wird das E im Bass verstärkt. Der zweite Raum hat dagegen eine ganz andere Wirkung, obwohl er sich vom dritten nur durch 23 cm in der Kantenlänge unterscheidet!

Offensichtlich wirkt sich die starke tonale Resonanz aber in keinem der drei Fälle günstig aus, unabhängig davon, ob die Resonanz der Tonalität der Musik entspricht oder nicht.

2. Beehoven, 4. Klavierkonzert

Das Beispiel moduliert von a-Moll nach e-Moll. Es wurde in drei verschiedenen Räumen auralisiert. Die ersten beiden Räume mit den Kantenlängen 6,24 m und 3,93 m wurden auch für das Orgelbeispiel verwendet. Der dritte Raum hat eine Kantenlänge von 4,68 m.

Wie wir gesehen haben, begünstigt der erste Raum besonders den Ton E (Moden 300, 030 und 003) und außerdem die Töne A_2 (Moden 100, 010 und 001), A_1 (Moden 200, 020 und 002) und B (Moden 330, 303 und 033). Entsprechend seiner Kantenlänge ist im zweiten Raum mit 3,93 m besonders der

Ton c verstärkt und außerdem die Töne F_1, F und fis, im dritten Raum klingt besonders stark A und weiterhin D_1, D und es.

Die Zieltöne der Streicherostinati, denen jeweils ein akkordischer Einwurf vom Klavier folgt, sind E, A, H, C, Dis und wieder E. In jedem der drei Räume erfahren diese Akkorde eine ganz andere Gewichtung. Der erste Raum verstärkt den Grundton E, aber auch H, wegen der Nachbarschaft zur 330–Mode. Der dritte Raum hingegen setzt den Schwerpunkt auf die Tonalität A. Im zweiten Raum wird unpassenderweise der Ton C verstärkt, der oft ein Durchgangston ist, so wird die Gleichmäßigkeit der Tonfolge in den Streichern gestört.

3. Messiaen, „Visions de l'Amen“ für zwei Klaviere

In diesem Beispiel ist die Verfälschung im Zeitverlauf, die durch Raummoden verursacht wird, gut wahrzunehmen. Der zentrale Ton des Themas in diesem Beispiel ist das E_1. Das Beispiel wurde in demselben Raum mit der Kantenlänge 6,24 m auralisiert, den wir schon zweimal gehört haben und von dem wir wissen, dass der Ton E_1 in einer starken Resonanz liegt. Man hört, dass es jedesmal fast eine halbe Sekunde dauert, bis dieser Ton eingeschwungen ist, er klingt außerdem lange nach.

Der zweite Raum, in dem das Beispiel auralisiert wurde, hat eine Kantenlänge von 5,25 m. Hier liegt der Ton G in einer starken Resonanz, diese stört jedoch weit weniger als die Resonanz im ersten Raum.

4. Strawinsky, Sacre du Printemps

Das Charakteristische an diesem Beispiel sind die Paukenschläge auf den Tönen c und G. Es wurde zur Auralisation bewusst ein Raum gewählt, in dem die stärkste Resonanz bei c liegt, und ein zweiter mit einer Resonanz bei G, um den Unterschied in der Wirkung zu zeigen. Der erste Raum hat eine Kantenlänge von 3,93 m, der zweite von 5,25 m.

5. Jazztrio

Die Tonalität dieses Beispiels ist d-Moll. In den ersten Takten pendelt der Bass zwischen den Tönen D und B_1.

Das Beispiel wurde in zwei Räumen auralisiert. Der erste Raum hat die Kantenlänge 4,68 m, er hat starke Resonanzen bei D_1, D und A. Die stärkste Resonanz des zweiten Raums mit der Kantenlänge 4,41 m ist der Ton B. Im ersten Raum klingt das D im Bass viel stärker als das B, im zweiten Raum ist es genau umgekehrt. Es sei wieder darauf hingewiesen, dass sich die Räume nur durch 27 cm in der Kantenlänge unterscheiden und sonst identisch sind.

6. Jamiroquai, Journey to Arnhermland

Dieses Beispiel wurde in zwei Räumen auralisiert. Der erste Raum hat eine Kantenlänge von 3,93 m, damit entspricht seine tiefste Resonanz genau dem Ton F in Bass und Didgeridoo.

Die Resonanz des zweiten Raums, dessen Kantenlänge 4,68 m beträgt, liegt eine Sexte tiefer. Die Resonanz ist so stark, dass man glaubt, ein A als Basston zu hören, obwohl der Vergleich mit dem Originalbeispiel zeigt, dass in Wirklichkeit ein F erklingt.

7. Khaled, Zine Zina

Die drei Räume, in denen dieses Beispiel auralisiert wurde, haben die Kantenlängen 5,25 m, 4,68 m und 3,5 m. Der erste Raum hat eine starke Resonanz mit der Tonhöhe G, der zweite mit der Tonhöhe A. Weil die beiden sich wiederholenden Basstöne zu Anfang des Beispiels die Töne G und A sind, haben diese beiden Räume wieder einen ganz unterschiedlichen Einfluss auf die Wahrnehmung des Musikbeispiels im Raum. Der zweite Ton, A, erhält im zweiten Raum eine ungewollte Betonung und klingt stark nach. Am wenigsten verfärbt klingt das Beispiel im dritten Raum, weil die starken Resonanzen dieses Raums im Musikbeispiel nicht wichtig sind.

8. Quincy Jones: Doin' It

Dieses Beispiel kann als Herausforderung gesehen werden, weil die Resonanzeffekte hier eher schwer zu hören sind, was daran liegt, dass der Bass im Originalsignal bereits durch Effekte, die dem Resonanzeffekt nicht unähnlich sind, verfremdet wurde. Zur Auralisation wurden Räume mit den Kantenlängen 4,41 m, 5,25 m und 5,89 m ausgesucht.

Die auralisierten Beispiele unterscheiden sich hier besonders in der Anregung von hohen Resonanzen zwischen 200 und 300 Hz. Teilweise klingen hohe Resonanzen sehr lange nach.

Dadurch dass das Beispiel fast nur aus transienten Anteilen zusammengesetzt ist, im Gegensatz etwa zu dem Orgelbeispiel, macht sich hier insbesondere der verzerrende Einfluss der Moden auf die Zeitstruktur bemerkbar. Das Beispiel klingt insgesamt unsauber, besonders in dem Raum mit der Kantenlänge 5,89 m.

Die Beschreibung der Auswirkungen verschiedener Raummaße auf die Wahrnehmung der Tonalität von Musik konnte hier nur angerissen werden. Die Raummoden beeinflussen den Klang auf vielfältigere Weise, als hier beschrieben werden konnte, darum wird jedem Leser geraten, sich mit Hilfe der Beispiel–CD selbst einen Höreindruck zu verschaffen. Deutlich wird jedoch, dass der Klang eines Raums für das eine Hörbeispiel akzeptabel und trotzdem für ein anderes völlig inakzeptabel sein kann. Wie sehr die Moden des Raums störend in Erscheinung treten, hängt dabei einzig und allein von der Tonalität des Musikbeispiels ab.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Durch die grafischen und akustischen Beobachtungen über Raummoden in kleinen Räumen, die durch die Entwicklung des hier vorliegenden Raumsimulationsprogramms möglich wurden, konnte gezeigt werden, dass die gezielte Bedämpfung von Raummoden insbesondere in Regieräumen von großer Bedeutung ist.

Es bleiben jedoch Fragen zu beantworten. Im Rahmen weiterer Arbeiten könnte das hier entwickelte Simulationsprogramm als Werkzeug für weitere Untersuchungen benutzt werden. So könnte durch Hörtests mit Auralisationen eine Antwort auf die Frage nach der günstigsten Subwoofer-Position gefunden werden. Weiterhin wäre es möglich, auf der Basis weiterer Programmierung für einen gegebenen Raum die günstigsten Stereo– und Surround–Lautsprecherpositionen zu ermitteln. Auch die Ergänzung des Programms durch die Berechnung geometrischer Effekte wie erster Reflexionen wäre möglich. Zumindest könnten in weiteren Untersuchungen Impulsantworten, die mit dem Wellenfeld–Simulationsprogramm berechnet wurden, mit in CATT berechneten Impulsantworten kombiniert werden.

Die akustische Verbesserung der hier untersuchten Überäume wäre ein weiteres dringendes Thema.

Jedenfalls kann es ein Ziel sein, die Einflüsse von Raummoden und die Möglichkeiten ihrer Bedämpfung weiter ins Bewusstsein zu rücken. Dazu ist es wichtig, ein Gehör für die Klangeffekte stehender Wellen zu entwickeln, wobei das hier entwickelte Simulationsprogramm eine Hilfe sein kann.

Literatur

[1] L.Cremer: *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik* Bd.I-III, S.Hirzel Verlag, Leipzig, 1950

[2] H.Kuttruff: *Room Acoustics*, Spon Press, London New York, 2000

[3] M. Vorländer / H.Kuttruff: Vorlesung über technische Akustik, Institut für technische Akustik, Aachen, 2002

[4] M. Schröder nach [2]

[5] A.V. Oppenheim und R.W. Schafer: *Discrete-Time Signal Processing*, Prentice-Hall, 1989

[6] MATLAB Version 7.0, The Math Works Inc., 1984-2004

[7] C.L.S. Gilford: The Acoustic Design of Talks Studios and Listening Rooms, J. Audio Eng. Soc., vol.27, S.17-31 (1979).

[8] Knudsen nach [7]

[9] Olson nach [7]

[10] Bolt nach [7]

[11] O.J. Bonello: A New Criterion for the Distribution of Room Modes, J. Audio Eng. Soc., vol.29, S.597-605 (1981).

[12] E.J. Völker: Schallfelder bei tiefen Frequenzen für Aufnahme und Wiedergabe in Studios, Regieräumen und Wohnungen, Bericht der 14. Tonmeistertagung 1986.

[13] E.J. Völker und W. Teuber: Akustik und Abhörqualität in Regieräumen – das leidige Thema, 17. Tonmeistertagung 1992, Karlsruhe

[14] H.V. Fuchs und J. Hunecke: Einsatz von Membran–Absorbern in der Raumakustik, 17. Tonmeistertagung 1992, Karlsruhe

[15] P. Newell: *Recording Studio Design*, Focal Press, Elsevier, Oxford 2003

[16] Davis nach [18]

[17] Beranek nach [18]

[18] E.J.Völker: Die Bedeutung der ersten 15 ms. Dissertation 1996, k.O.

[19] Davis nach [15]

[20] Mehrkanal-Surround-Sound: Systeme und Betriebsanwendungen, Surround Sound Forum Informationsdokument 4.01-2002, VDT, IRT und SRT

[21] Hompage D.Griesinger, lexicon http://world.std.com/∼ Griesngr/laaes2.pdf

A Kurzanleitung zur Raumsimulations–Anwendung

A.1 Über das Programm

Das vorliegende Programm dient der Auralisation von Resonanzeffekten. Für einen beliebigen Quaderraum mit frei zu definierenden Sender– und Empfängerpositionen können die Übertragungsfunktion und die Raumimpulsantwort berechnet werden. Durch Faltung können dann Mono– und Stereo–Klangbeispiele in diesem Raum auralisiert werden.

A.2 Starten des Programms

Das Programm wurde mit Matlab erstellt und kann nur in Betrieb genommen werden, wenn Matlab auf dem jeweiligen Rechner installiert ist.

Zunächst muss Matlab gestartet werden. Im *Current–Directory*–Fenster muss der Pfad des Programms angegeben werden, z.B. das CD–R–Laufwerk. Es muss entweder der Ordner „Mono“ oder der Ordner „Stereo“ angewählt sein. Dann wird das Auralisationsprogramm durch den Befehl `Raum_mono` oder `Raum_stereo` im *Command Window* gestartet.

A.3 Das Eingabefenster

Zunächst öffnet sich das Fenster, in dem die Eigenschaften des Raums eingegeben werden können, in dem Musik auralisiert werden soll. Es ist nur die Simulation eines Quaderraums möglich.

Die **Kantenlängen** und die **Absorptionsgrade** der Wände des Raums, der simuliert werden soll, können frei gewählt werden. Es kann pro Wand nur ein konstanter Absorptionsgrad für den ganzen Bassbereich angegeben werden.

Die **Positionen** von Sender (Lautsprecher oder Instrument) und Empfänger (Hörer oder Mikrofon) im Raum können in % angegeben werden. Ganz links bedeutet $x = 0\%$, ganz rechts $x = 100\%$ usw. In der Stereoversion können die Positionen der beiden Lautsprecher **symmetrisch gekoppelt** werden. Die Lautsprecher werden dann spiegelbildlich zur y–z–Ebene positioniert. Bewegt man den einen Lautsprecher, bewegt sich der andere dann automatisch nach diesem Symmetriegesetz mit.

In dem Popup–Menü „**Preset laden**“ kann ein voreingestellter Raum gewählt werden, z.B. die „Regie 2“ des Erich–Thienhaus–Instituts in Detmold.

Der eingegebene Quaderraum mit den Positionen von Sendern und Empfänger wird je nach aktueller Eingabe grafisch dargestellt. Durch Klicken auf den Button „**drehen**“ wird der Cursor zu einem Werkzeug, mit dem man die Darstellung des Raums anfassen und drehen kann.

Unter „**Voreinstellung**“ kann zwischen drei verschiedenen Arten der Rechnung gewählt werden. Entweder werden nur die **Resonanzen** bis zur doppelten Großraumfrequenz berechnet, oder es wird ab der doppelten Großraumfrequenz ein **Hochpass** addiert, damit auch der restliche Teil des Spektrums hörbar wird, oder es wird statt des Hochpasses der **Direktschall** addiert.

Der Tastknopf „**Übertragungsfunktion**“ startet die Rechnung.

A.4 Das Ausgabefenster

Nachdem die Rechnung beendet ist, öffnet sich das Ausgabefenster.

Links oben wird die **Schröderfrequenz**[11] des Raums angezeigt. Darunter wird die **Amplitudenübertragungsfunktion** über einer linearen Frequenzskala bis zur dreifachen Schröderfrequenz dargestellt. Berechnet wurde die Übertragungsfunktion bis zur zweifachen Schröderfrequenz. Die Amplitude wird in dB angezeigt. In der Stereo-Anwendung wird eine Übertragungsfunktion für den linken und eine für den rechten Übertragungsweg dargestellt.

Durch Klicken auf den Button „**zoom**“ wird der Cursor zu einem Zoom–Werkzeug. Zum Herauszoomen muss die Alt–Taste gedrückt gehalten werden. Durch Rechtsklick öffnet sich ein Fenster mit Zoom–Optionen. Durch Klicken und Ziehen kann ein Zoom–Fenster ausgewählt werden.

Mit dem Button „**Grafik speichern**“ öffnet sich ein neues Fenster mit der Darstellung der Übertragungsfunktion. In diesem Fenster kann die Grafik in der Menüleiste unter *File / Save as...* in verschiedenen Formaten, z.B. als JPEG–Datei, gespeichert werden.

Der Button „**Resonanzen anzeigen**“ öffnet ein Fenster mit einer Darstellung aller berechneter Resonanzen als Balken, deren Höhe ihrer Dämpfung entspricht, über einer linearen Frequenzskala.

[11] auch Großraumfrequenz genannt

Im Vergleich mit der Darstellung der Amplitudenübertragungsfunktion kann man feststellen, welche Minima in der Übertragungsfunktion auf eine Resonanzlücke und welche auf eine ortsabhängige Auslöschung zurückzuführen sind.

In dem Popup–Menü über dem Koordinatensystem kann auch im Ausgabefenster noch zwischen der Addition des Direktschalls, der Addition eines Hochpasses und der Berechnung der Resonanzen ohne die Berücksichtigung der oberen Frequenzbereichs gewechselt werden. Die Übertragungskurve und die Impulsantwort werden dann neu berechnet.

Die berechnete Impulsantwort kann mit dem Button „**Impulsantwort spielen**“ abgespielt und mit dem Button „**Impulsantwort speichern**“ als Mono– oder Stereo–Wave–Datei mit 16 bit und 44,1 kHz gespeichert werden.

Zur **Auralisation** wird die berechnete Impulsantwort mit Klangbeispielen gefaltet. Die Klangbeispiele können in dem Popup–Menü „**Quellsignal wählen**“ ausgesucht werden. In der Mono–Version stehen Mono–Beispiele zur Auswahl, darunter auch im reflexionsarmen Raum aufgenommene *Anechoic Files* zur Simulation akustischer Schallquellen im Raum; in der Stereo–Version können Stereo–Beispiele ausgewählt werden.

Der Button „**Falte mit Impulsantwort!**“ startet die Faltung der Impulsantwort mit dem Signal, das im Popupmenü ausgewählt wurde. Ist die Faltung beendet, färbt sich der Button grau. Das gefaltete Signal, also der Raumklang, kann nun mit den **Stop**– und **Play**–Tasten unter „**Raumklang**“ angehört werden. Zum Vergleich kann man mit den **Play**– und **Stop**–Tasten unter „**Quellsignal**“ das Originalsignal abspielen.

Wird ein neues Quellsignal ausgewählt, färbt sich der Button „Falte mit Impulsantwort!“ rot als Hinweis, dass noch keine Faltung für die aktuelle Eingabe vorliegt. Das gleiche geschieht, wenn die Voreinstellung „Nur Resonanzen“ „Hochpass addieren“ oder „Direktschall addieren“ verändert wird.

Wird allerdings im Popupmenü eine Voreinstellung, in der mit dem aktuellen Klangbeispiel bereits gefaltet wurde, erneut ausgewählt, muss die Faltung **nicht noch ein weiteres Mal durchgeführt werden!** Das bedeutet, dass die drei verschiedenen Voreinstellungen gut miteinander verglichen werden können, indem man ein Klangbeispiel zuerst in jeder Voreinstellung einmal mit der Impulsantwort faltet. Es liegt dann für jede Einstellung ein Faltungsergebnis im Zwischenspeicher vor und man kann durch schnelles Hin– und Herschalten den Klang der verschiedenen Einstellungen vergleichen, ohne zwischendurch erneut falten zu müssen.

Mit dem Button „**Raumklang speichern**“ kann das Faltungsergebnis als Mono– oder Stereo–Wave–Datei mit 16 bit und 44,1 kHz gespeichert werden.

A.5 Die Auralisation eigener Klangbeispiele

Benutzer, die sich ein wenig mit MATLAB auskennen, können auch eigene Hörbeispiele mit dem Programm auralisieren. Dazu müssen die entsprechenden 16–bit–Wave–Dateien in das Verzeichnis *Raumsimulationsprogramm/Mono* bzw. *Raumsimulationsprogramm/Stereo* kopiert werden.
Im MATLAB–Editor muss die Datei `Auralisation_mono.m` bzw. `Auralisation_stereo.m` geöffnet werden. Über den *function*–Button in der Editor–Menüleiste ($\boldsymbol{f}$) wird die Callback–Funktion für Popup–Menü 1 ausgewählt. In der Callback–Funktion müssen die Dateinamen durch die Namen der gewünschten Wave–Dateien ersetzt werden. Genauso müssen auch die Namen in der Create–Funktion des Popup–Menüs geändert werden.

B Tracklisting zum Tonträger

HÖRBEISPIELE zur Diplomarbeit „Entwicklung eines Programms zur Auralisation des Wellenfelds in kleinen Räumen“

A. MONO

CD-Track		Beispiel	Raum
I. Dämpfung			
Beispielraum 5 x 4 x 3 m^3; $x_e = y_e = z_e = 0$ %; $x_s = y_s = z_s = 100$ %			
	1.	Rosa Rauschen	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}7$ für alle Wände
	2.	Rosa Rauschen	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}5$ für alle Wände
	3.	Rosa Rauschen	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	4.	Rosa Rauschen	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände
	5.	gleitender Sinus 20 – 200 Hz	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}7$ für alle Wände
	6.	gleitender Sinus 20 – 200 Hz	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}5$ für alle Wände
	7.	gleitender Sinus 20 – 200 Hz	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	8.	gleitender Sinus 20 – 200 Hz	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände
	9.	Bongo (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}7$ für alle Wände
	10.	Bongo (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}5$ für alle Wände
	11.	Bongo (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	12.	Bongo (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände
	13.	Sprecher (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}7$ für alle Wände
	14.	Sprecher (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}5$ für alle Wände
	15.	Sprecher (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	16.	Sprecher (anechoic)	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände
	17.	Rosa Rauschen	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	18.	Rosa Rauschen	$\alpha = 0{,}1$ für die Seitenwände, $\alpha = 0{,}5$ für die übrigen Wände
	19.	chrom. Klaviertonleiter	Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}3$ für alle Wände
	20.	chrom. Klaviertonleiter	$\alpha = 0{,}1$ für die Seitenwände, $\alpha = 0{,}5$ für die übrigen Wände
II. Positionen			
Beispielraum 5 x 4 x 3 m^3; Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände			
	21.	Rosa Rauschen	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 100$ %
	22.	Rosa Rauschen	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 75$ %
	23.	Rosa Rauschen	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 67$ %
	24.	Rosa Rauschen	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 50$ %
	25.	chrom. Klaviertonleiter	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 100$ %
	26.	chrom. Klaviertonleiter	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 75$ %
	27.	chrom. Klaviertonleiter	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 67$ %
	28.	chrom. Klaviertonleiter	$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 50$ %
III. Seitenverhältnisse			
$x_s = y_s = z_s = 0$ %; $x_e = y_e = z_e = 100$ %; Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände			
	29.	Rosa Rauschen	Wüfelraum 4 x 4 x 4 m^3
	30.	chrom. Klaviertonleiter	Wüfelraum 4 x 4 x 4 m^3
	31.	Rosa Rauschen	Langraum 19 x 4 x 3 m^3
	32.	chrom. Klaviertonleiter	Langraum 19 x 4 x 3 m^3
IV. Einschwing- und Ausklingvorgänge			
Beispielraum 5 x 4 x 3 m^3; Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}1$ für alle Wände			
	33.	Burst 86 Hz	Originalsignal
	34.	Burst 86 Hz	Raumklang
	35.	Burst 84 Hz	Originalsignal
	36.	Burst 84 Hz	Raumklang
	37.	Burst 43 Hz	Originalsignal
	38.	Burst 43 Hz	Raumklang
	39.	Burst 120 Hz	Originalsignal
	40.	Burst 120 Hz	Raumklang

B. STEREO

Würfelräume mit dem Absorptionsgrad $\alpha = 0{,}2$ für alle Wände
$x_s = y_s = z_s = 33\ \%$; $x_e = y_e = z_e = 67\ \%$

I. Philip Glass: Satyagraha
Christopher Bowers-Broadbent, Orgel
41. Original
42. Würfelraum mit Kantenlänge 6,24 m
43. Würfelraum mit Kantenlänge 3,93 m
44. Würfelraum mit Kantenlänge 4,16 m

II. Ludwig van Beethoven: Klavierkonzert Nr. 4
Wilhelm Kempff, Klavier; Berliner Philharmoniker, Ferdinand Leitner
45. Original
46. Würfelraum mit Kantenlänge 6,24 m
47. Würfelraum mit Kantenlänge 3,39 m
48. Würfelraum mit Kantenlänge 4,68 m

III. Olivier Messiaen: Visions de l'Amen
Harumi Nishimura und Rodrigo Barajas, Klavier
49. Original
50. Würfelraum mit Kantenlänge 6,24 m
51. Würfelraum mit Kantenlänge 5,25 m

IV. Igor Strawinsky: Sacre du Printemps
Israel Philharmonic Orchestra, Leonard Bernstein
52. Original
53. Würfelraum mit Kantenlänge 5,25 m
54. Würfelraum mit Kantenlänge 3,93 m

V. Jazztrio Marc Brenken
55. Original
56. Würfelraum mit Kantenlänge 4,68 m
57. Würfelraum mit Kantenlänge 4,41 m

VI. Jamiroquai: Journey to Arnhermland
58. Original
59. Würfelraum mit Kantenlänge 3,93 m
60. Würfelraum mit Kantenlänge 4,68 m
61. Würfelraum mit Kantenlänge 5,89 m

VII. Khaled: Zine Zina
62. Original
63. Würfelraum mit Kantenlänge 5,25 m
64. Würfelraum mit Kantenlänge 4,68 m
65. Würfelraum mit Kantenlänge 3,50 m

VIII. Quincy Jones: Wee Be Dooin' It
66. Original
67. Würfelraum mit Kantenlänge 4,41 m
68. Würfelraum mit Kantenlänge 5,25 m
69. Würfelraum mit Kantenlänge 5,89 m

Töne der stärksten Raummoden in Würfelräumen mit verschiedenen Kantenlängen

Kantenlänge	Moden 100, 010, 001	Moden 200, 020, 002	Moden 300, 030, 003	Moden 303. 330, 003
6,24 m	A_2	A_1	**E**	B
5,89 m	B_2	B_1	**F**	H
5,25 m	C_1	C	**G**	cis
4,68 m	D_1	D	**A**	es
4,41 m	Es_1	Es	**B**	e
4,16 m	E_1	E	**H**	f
3,93 m	F_1	F	**c**	fis
3,50 m	G_1	G	**d**	gis

C Tonträger

mit Hörbeispielen

D Datenträger

mit MATLAB–Anwendung

Erklärung

Ich versichere, dass ich die schriftliche Diplomarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfmittel benutzt habe.

Detmold, den 29. September 2005