

Lehrstuhl für Leichtbau
der Technischen Universität München

**Untersuchung der Hubschrauberinnenakustik mittels der
Methode der statistischen Energieanalyse**

Dipl.-Ing. Univ. Andreas Zeitler

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der
Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Wolfgang A. Wall

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Horst Baier
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Nikolaus Adams

Die Dissertation wurde am 07.06.2006 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 06.11.2006 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner dreijährigen Doktorandentätigkeit am EADS Corporate Research Centre in Ottobrunn und mit der Unterstützung der Firma Eurocopter Deutschland GmbH.

Daher gilt mein Dank allen Kollegen der Abteilung LG-MD, die mir von Beginn der Arbeit an mit Rat und Tat zur Seite standen. Insbesondere sei hierbei die Unterstützung durch meinen Betreuer Herr Dr.-Ing. A. Peiffer für seine konstruktiven Anregungen und die ständige Bereitschaft zur Klärung auftretender Fragen erwähnt, ebenso die Diskussionen insbesondere zu Beginn der Arbeit mit Herrn Dr. rer. nat. M. Grünewald. Ebenfalls danken möchte ich Herrn D. Schimke und Frau A. Berthe von Eurocopter, durch deren Mithilfe der Zugang zu Hardware und Dokumenten ermöglicht wurde, ohne den diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Mein besonderer Dank gilt ebenfalls meinem Doktorvater Herr Prof. Dr.-Ing. H. Baier, Inhaber des Lehrstuhls für Leichtbau an der TU München, für seine nachhaltige Unterstützung und die stets zielgerichteten Vorschläge während der Betreuung dieser Arbeit. Ebenso möchte ich mich bei Herr Prof. Dr.-Ing. N. A. Adams für seine Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen, und Herrn Prof. Dr.-Ing. W. A. Wall für den Prüfungsvorsitz bedanken.

Zusammenfassung

Die Leichtbauweise moderner Hubschrauber wirkt sich merklich auf den im Inneren herrschenden Schalldruckpegel aus. Mit Hilfe der Methode der statistischen Energieanalyse (SEA) wird daher die Innenakustik einer Hubschrauberkabine untersucht. Diese Methode beruht darauf, in die Kabine über unterschiedliche Komponenten ein- und ausgestrahlten Luftschallwellen im mittleren bis hohen Frequenzbereich als Energieströme zu deuten und damit die gesamte Energiebilanz über das betrachtete Volumen aufzustellen.

Die Überprüfung der Modellierung erfolgt durch die Messung der Schalldurchstrahlung einzelner Subsysteme am Hubschrauber und den Vergleich der erhaltenen Schalldämmmaße mit den Simulationsergebnissen. Dieses Vorgehen dient dazu, das Vertrauen in die Modellierung zu stärken und kritische Subsysteme gegebenenfalls anzupassen.

Zur Simulation werden einzelne an der Kabinenoberfläche vorherrschende Pegel während eines Bodenlaufs gemessen und anschließend an den entsprechenden Punkten im Modell als anregende Quellen platziert. Der während dieser Messungen gemessene Innenpegel dient in einem letzten Schritt ebenfalls dazu den in der gesamten in der Kabine vorherrschende Schalldruckpegel zu berechnen und mit den Messergebnissen zu vergleichen.

Am verifizierten Modell werden abschließend die Energieströme mit Hilfe der flächengewichteten Intensitäten betrachtet und vorkommende Schwachstellen analysiert. An den so identifizierten Haupttransferpfaden wird abschließend die Effektivität von Schallreduktionsmaßnahmen beurteilt und die Grenzen der maximal erreichbaren Reduktion des Schalldruckpegels aufgezeigt.

Abstract

The lightweight construction of modern helicopters has noticeable effects on the obtained interior sound pressure levels. With the help of the method of the statistic energy analysis (SEA) the interior acoustics of a helicopter cabin are therefore investigated. This method is based on the aspect to interpret the radiated and transmitted airborne sound in the mid to high frequency range via multiple components in into the cabin as an energy flow. The flows serve subsequently to establish the total energy balance over the regarded volume.

The verification of the modelling is carried out by measuring the sound transmission of individual subsystems of the helicopter and by comparing the obtained transmission loss with the simulation results. This procedure serves to strengthen the confidence into the modelling and adapt the characteristics of critical subsystems if necessary.

For the simulation individual sound pressure levels at the cabin surface are measured during a ground run and placed afterwards on the appropriate spots in the model as excitations. The interior level measured during these measurements serves in a last step to compare the total sound pressure level in the cabin with the results of the simulation.

With the help of the verified model the energy flows are finally examined with the help of the area-weighted intensities and identified weak points are analysed. Finally the effectiveness of sound reduction measures along these identified main transfer paths is assessed and shows the margins for the minimal achievable sound pressure levels.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Problemstellung	1
1.2	Ziel der Arbeit	2
1.3	Gliederung	3
2	Stand der Technik	5
3	Luftschalltransmission durch Platten	9
3.1	Die homogene akustische Wellengleichung	9
3.2	Körperschallwellen	14
3.2.1	Biegewellen in dünnen Platten	14
3.2.2	Die Wellenimpedanz einer ebenen isotropen Platte	15
3.2.3	Schalldurchgang durch eine Einfachwand	15
3.2.4	Biegewellen in Sandwichpaneelen	20
3.2.5	Schalldurchgang durch Verbundstrukturen	23
4	Die Methode der statistischen Energieanalyse	27
4.1	Grundannahmen der SEA	28
4.2	Das Oszillatormodell als Grundlage der SEA	30
4.3	Der Energieansatz bei Mehrkörpersystemen	32
4.4	Wichtige Größen der SEA	35
4.5	Einschränkungen der Methode	37
5	Bestandsaufnahme der Hauptkomponenten des Hubschraubers	39
5.1	Hauptkomponenten und verwendete Materialien	39
5.2	Lärmquellen	41
5.2.1	Körperschallquellen	42
5.2.2	Luftschallquellen	43
6	SEA-Modellierung der Hubschrauberzelle	46
6.1	Modellgeometrie und Abstraktion	46
6.2	Materialdefinitionen	48
6.3	Schallreduktionsmaßnahmen	49
6.4	Kavitätseigenschaften	49
6.5	Außenschallquellen	50
7	Vergleichsmessungen und Modellverifikation an Einzelkomponenten	54
7.1	Laborvergleichsmessungen und Modellverifikation an einem Sandwichpaneel	54
7.1.1	Paneeleigenschaften	54
7.1.2	Intensitätsmessungen unter Laborbedingungen	57

7.1.3	SEA-Simulation	59
7.1.4	Vergleich der Ergebnisse	61
7.2	Schalldurchgangsmessungen eines Sandwichpaneels mit Schwerematte . . .	63
7.2.1	Modellierung der Komponenten	63
7.2.2	Intensitätsmessung	63
7.2.3	Simulation unter AutoSEA	64
7.2.4	Vergleich der Ergebnisse	65
8	Einzelkomponentenanalyse der Hubschrauberkabine	66
8.1	Intensitätsmessungen an Einzelkomponenten	66
8.2	SEA-Simulation	70
8.2.1	Scheiben	70
8.2.2	Paneele	72
8.3	Auswertung der Ergebnisse	73
8.4	Analyse der Vergleichsmessungen	74
9	Gesamtsimulation der Innenakustik	76
9.1	Untersuchung des Innenlärmpegels	76
9.2	Hauptpfadbeiträge der Luftschallanregung	78
9.2.1	Methode des Gesamtverlustfaktors	79
9.2.2	Identifizierung der Hauptenergieflüsse	80
9.2.3	Analyse der an die Kabine abgegebenen Intensitäten	81
9.3	Effektivität von Reduktionsmaßnahmen	84
9.3.1	Abschätzung der Hauptquellenbeiträge	84
9.3.2	Analyse unterschiedlicher Maßnahmen zur Lärmreduktion	85
9.4	Energetische Beurteilung der Innenakustik	89
10	Zusammenfassung und Ausblick	91
10.1	Zusammenfassung	91
10.2	Ausblick	92
A	Wichtige Größen der SEA	93
A.1	Modendichten	93
A.2	Dämpfungsverlustfaktoren	93
A.3	Kopplungsverlustfaktoren	94
A.4	Strahlungsverlustfaktor	98
A.4.1	Absorptionsfaktor	99
A.5	Intensitätsmessverfahren	103
B	Homogenisierung von Faserverbundwerkstoffen	108
C	Abbildungen des Hubschraubermodells	111

Nomenklatur

lateinische Buchstaben

a	Beschleunigung
α	Berechnungskoeffizient
A	Absorptionsfläche
A_{ij}	Dehnsteifigkeitsmatrix
A_R	Realteil der Punktadmittanz
b	Breite
b_w	Zellweite der Wabe
B	Biegesteifigkeit
B'	auf Länge bez. Biegesteifigkeit des Paneels
B_p	Biegesteifigkeit einer Decklage
B_{ij}	Koppelsteifigkeitsmatrix
B_P	Gesamtbiegesteifigkeit des Paneels
c	Schallgeschwindigkeit
c_0	Schallgeschwindigkeit der Luft
c_s	Scherwellengeschwindigkeit
c_B	BiegeWellengeschwindigkeit
c_{Bp}	BiegeWellengeschwindigkeit einer Decklage
C	Berechnungsgröße
d	mittlere Paneeldicke
\mathbf{d}	Richtungsvektor
d_m	Durchsenkung
d_0, d_{90}	Schichtdicke eines Verbundpaneels
d_{wc}	Übertragungsfaktor eines Doppelwandsystems
D_{ij}	Biegesteifigkeitsmatrix
E	E-Modul
E	Energie
E_p	E-Modul der Decklage
E_w	E-Modul des Wabenmaterials
E_P	E-Modul des Paneels
E_S	E-Modul der Schwerematte
E_1, E_2, E_3	E-Modul in Hauptachsenrichtungen
f	Frequenz
\mathbf{f}	Kräfteverteilung
$\tilde{\mathbf{f}}$	komplexe Amplitude der Kräfteverteilung
f_c	Koinzidenzfrequenz

f_{dw}	Doppelwandfrequenz
F	Kraft
g_1, g_2	Berechnungskoeffizienten
G	Schermodul
G_{12}, G_{23}, G_{31}	Schermodul in den Hauptebenenrichtungen
h	Gesamtdicke eines Verbundpaneels
h_w	Kernhöhe
i,j,k	Einheitsvektoren im x,y,z Koordinatensystem
I	Flächenträgheitsmoment
I	Intensität
I_0	Intensität zum Zeitpunkt t=0
I_n	Intensität in Normalenrichtung
\bar{I}_{tot}	gemittelte Gesamtintensität
j	imaginäre Einheit
J	Berechnungsgröße
k	allg. Wellenzahl
k_B	Biegewellenzahl
k_x, k_y, k_z	Spurwellenzahl in x, y, z
K	Berechnungsgröße
K	adiabater Kompressionsmodul
l_k	Raumkantenlänge
l_w	Wandlänge einer Wabe
l_x, l_y	Plattenkantenlänge in x,y
L_w	Schalleistung
m	flächenspezifische Masse
m_p	flächenspezifische Masse der Decklage
m_w	flächenspezifische Masse der Wabe
m_P	flächenspezifische Masse des Paneels
m_S	flächenspezifische Masse der Schwerematte
M	Masse
M	Momente in der Laminebene
M_P	Paneelmasse
n	Modendichte
N	Modenzahl
N	Kraft in Normalenrichtung
p	Druck
p_d	Druck im Diffusfeld
p_0	Mittelwert des Drucks
p'	Schwankungswert des Drucks
\tilde{p}	komplexe Amplitude der Druckverteilung
P	Kantenlänge
P_i	Energie im System i
P_{ij}	Energiefluss zwischen den Systemen i und j
P_i	Schalleistung
P_t	Schalleistung
P_{ij}	Leistungsfluss
Q	Richtungsfaktor
Q_{ij}	Elemente der Steifigkeitsmatrix
r	Federdämpfung

r	Abstand
\vec{r}	Richtungsvektor
R	allgemeine Gaskonstante
R	Schalldämmmaß
R	Raumkonstante
R_0	Schalldämmmaß bei senkrechtem Einfall
\tilde{R}	Schalldämmmaß bei diffusem Einfall
R_0	Schalldämmmaß bei senkrechtem Einfallswinkel
s	Federsteifigkeit
S	Fläche
S_P	Paneelfläche
S_{tot}	Gesamtfläche
t	Zeit
t	Dicke
t_{dw}	Doppelwandabstand
t_p	Decklagendicke
t_w	Wanddicke einer Wabe
t_S	Dicke der Schwerematte
T	kinetische Energie
T	Temperatur
T	Nachhallzeit
T_{ij}	Elemente der Transfermatrix
T_V, T_R	kinetische Energieformen eines Sandwichpaneels
T^P, T^V	Transfermatrizen von Paneel und Kavität
u	Geschwindigkeitsverteilung
\tilde{u}	komplexe Amplitude der Geschwindigkeitsverteilung
u_x, u_y, u_z	(Teilchen)geschwindigkeit in x,y,z
U_{BP}, U_{BD}, U_{SK}	potenzielle Energieformen eines Sandwichpaneels
U	potenzielle Energie
U	Umdrehungszahl
v	Volumenanteil
V	Volumen
V^i	akustischer Feldvektor
W	Leistung
W_{tot}	Gesamtleistung
W_{12}	Nettoleistungstransport
x, y, z	Richtungen des karthesischen Koordinatensystems
Z	Impedanz
Z_{inf}	Punktimpedanz
Z_τ	Wellenimpedanz einer Platte

griechische Buchstaben

α	Absorptionskoeffizient
$\bar{\alpha}$	mittlerer Absorptionsgrad

α_w	Öffnungswinkel der Wabe
β	Proportionalitätsfaktor
β	Geometriefaktor
γ	spezifische Wärmekapazität
δ	Abklingkonstante
ϵ	Energiedichte
η	Materialdämpfung
η_i	Verlustfaktor
η_{ij}	Kopplungsverlustfaktor
θ	Einfallswinkel
κ	Kompressibilität
λ	Wellenlänge
ν	Poissonzahl
ν	Schnelle
$\tilde{\nu}$	komplexe Amplitude der Schnelle
ν_w	Poissonzahl des Wabenmaterials
$\nu_{12}, \nu_{23}, \nu_{31}$	Poissonzahlen in den Hauptebenenrichtungen
ν_y, ν_z	Schnelle in y- und z-Richtung
ξ, ψ, ζ	Verschiebungen in x, y, z
Π_i	Leistung im System i
Π_{ij}	Leistungsfluss zwischen den Systemen i und j
ρ	Dichte
ρ'	Schwankungswert der Dichte
ρ_k	Faserorientierungswinkel
ρ_p	Dichte der Decklage
ρ_w	Dichte des Wabenmaterials
ρ_S	Dichte der Schwerematte
ρ'_P	flächengewichtete Dichte des Paneels
ρ_0	Mittelwert der Dichte
σ	Strahlungsverlustfaktor
σ_x, σ_y	Spannungen
τ	Transmissionskoeffizient
$\bar{\tau}$	gemittelter Transmissionskoeffizient
$\tilde{\tau}$	Transmissionskoeffizient bei diffusem Schalleinfall
τ_{xy}	Dehnungen
Φ	Einfallswinkel
Φ	Engineering Größe
χ, μ	Winkelverschiebungen einer Platte
$\tilde{\psi}$	komplexe Amplitude der Verschiebungen in x
ω	Kreisfrequenz

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Problemstellung

Ungeachtet der vielfältigen und einmaligen Einsatzmöglichkeiten von Hubschraubern wie etwa bei Überwachungsaufgaben, Rettungseinsätzen oder beim Personentransport werden diese technisch höchst komplexen Fluggeräte aufgrund der durch die Antriebskomponenten und hohen benötigten Leistungen hervorgerufenen Geräuschemissionen in ihrem Einsatz räumlich und zeitlich erheblich eingeschränkt. Dies äußert sich in etwa durch Nachtflugverbote oder eine beschränkte Anzahl von Landeplätzen. Trotz großer technischer Fortschritte sind moderne Helikopter unter anderem aus diesen Gründen als Transportmittel nicht weit verbreitet und die Reduktion des Außenlärms bildet daher eines der Hauptforschungsgebiete der Hubschrauberhersteller.

Neben dieser Schallabstrahlung nach außen ist auch der Geräuschpegel im Inneren der Kabine eine weitere Problematik. Die auf Grund der kompakten Bauweise vorherrschenden erhöhten Innenlärmpegel und Vibrationen bedeuten für die Piloten eine erhöhte Arbeitsbelastung und wirken sich nachteilig auf den Komfort der Passagiere aus, da sie deren Kommunikation erheblich einschränken und bei längerer Exposition als äußerst störend empfunden werden. Eine merkliche Senkung des Innenlärmpegels hat somit nicht nur unter den Passagieren eine erhöhte Akzeptanz des Hubschraubers als Transportmittel zur Folge, sondern sorgt beim Hersteller auch für Wettbewerbsvorteile gegenüber der Konkurrenz, insbesondere im Bereich der umkämpften VIP-Versionen. Diese speziell ausgestatteten Hubschrauber zum komfortablen Passagiertransport weisen zusätzlich zu einem erhöhten Komfort einen niedrigeren Innenlärmpegel auf, der durch eine spezielle Ausstattung mit zusätzlichen Lärmdämpfungsmaßnahmen erreicht wird, jedoch auch ein höheres Abfluggewicht und somit eine geringere Nutzlast verursacht.

Erste Versuche und Erfolge hierzu waren bereits über eine aktive Dämpfung der Getriebestrebene zu erreichen, die einer direkten Übertragung der Getriebevibrationen auf die Zelle entgegenwirken und so den Körperschall mindern [1]. Ähnliche Methoden auf die Innenraumverkleidung anzuwenden ist nach dem momentanen Stand der Technik noch nicht möglich, da vorhandene Zwischenräume für Aktuatoren zu schmal sind und nach dem heutigen Stand der Technik für einen Einsatz im Hubschrauber auch zu schwer. Eine in Frage kommende Aktorik muss hierzu erst noch auf geringe Einbaumaße und ein geringeres Gewicht hin optimiert werden.

Die zweite, und im Allgemeinen auch häufiger angewandte Möglichkeit der Innenlärmreduzierung durch die Verminderung des eindringenden Luftschalls ist eine Erhöhung der Flächenmasse der Außenwände durch Aufkleben spezieller Dämmmatten oder das Einbringen von Glaswolle in die Zwischenräume von Doppelwänden. Dies wird im Hubschrau-

ber auch praktiziert, wirkt sich jedoch auch direkt negativ auf die Nutzlast aus und ist daher nur für einige spezielle Versionen vorgesehen.

Um dieses zusätzliche Gewicht effektiver zu verteilen oder wenn möglich sogar zu vermeiden wird im Rahmen dieser Arbeit die Luftschalleinleitung in die Kabine anhand eines akustischen Modells der Hubschrauberkabine untersucht. Mit Hilfe dieses auf der Methode der Statistischen Energie Analyse (SEA) basierenden Modells sollen mögliche Schwachstellen erkannt und durch eine abgestimmte zusätzliche Verteilung von Masse der Innenlärmpegel gesenkt werden.

Die Analyse beschränkt sich hierbei auf den Luftschallanteil, da dieser durch sein großes Frequenzspektrum und die dadurch in das Kabineninnere übertragenen hohen Energien dem Körperschall überwiegt. Ebenso erfüllt der Luftschall aufgrund seiner statistischen Verteilung die in Kapitel 4 beschriebenen Voraussetzungen für die SEA.

Im Gegensatz dazu zeigt der durch die Struktur übertragene Körperschall ein stark deterministisches Verhalten. Dies wurde im Rahmen einer vibroakustischen Vermessung der Hubschrauberzelle gezeigt [2], indem Übertragungspfade zwischen unterschiedlichen Punkten im Hubschrauber vermessen wurden. Die zwischen einer mit einem Kraftimpuls angeregten Getriebestrebe und der Beschleunigungsantwort in der Kabine erhaltenen Übertragungsfunktionen zeigten dabei wie in Abb. 1.1 dargestellte Resonanzverläufe, die im Vergleich mit Abb. 2.1 ein deutliches nicht-statistisches Verhalten zeigen und somit nicht mit Hilfe der SEA nicht modelliert werden können.

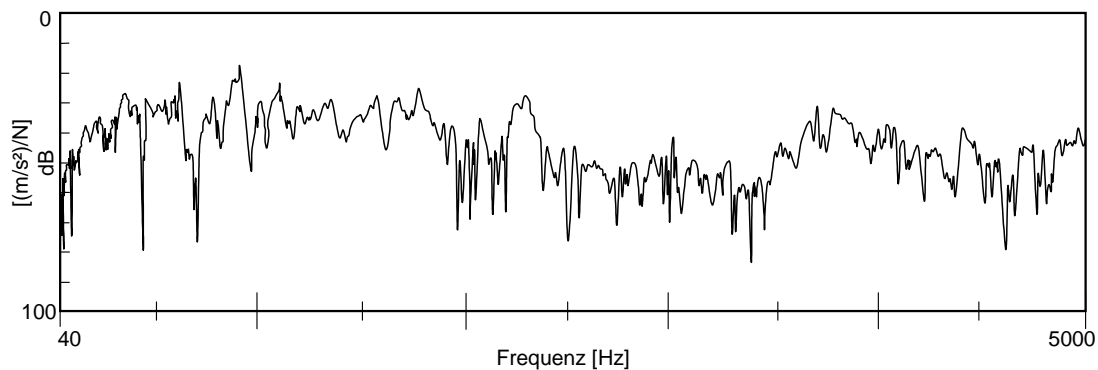


Abbildung 1.1: nicht-statistische Übertragungsfunktion zwischen Anregungskraft und Beschleunigung innerhalb der Hubschrauberkabine

1.2 Ziel der Arbeit

Das Hauptziel dieser vorliegenden Arbeit ist die realitätsnahe Simulation der Luftschalltransmission in eine Hubschrauberkabine mit Hilfe eines SEA-Modells.

Dazu soll ein Geometriemodell der Hubschrauberzelle erstellt werden, das die vorhandenen und relevanten Schallquellen mit einschließt. Der detaillierte Aufbau wird hierbei für die Energieflussmethoden aufbereitet und abstrahiert.

Um genaue Kenntnisse über die akustisch relevanten Materialparameter zu erhalten, besteht ein weiterer Schwerpunkt darin, diese experimentell durch Messungen zu bestimmen und mit Hilfe kombinierter Rechnungen an Proben der Außenstruktur und der Innenverkleidung zu verifizieren.

Zusätzlich besteht die Notwendigkeit, die hubschraubertypische Außenschallanregung mit der klaren Separation in kohärente und nichtkohärente Anteile des Schallfeldes zu

charakterisieren und ein Konzept zu entwickeln, diese in das zu entwickelnde Modell einzubinden.

Am fertigen und verifizierten Modell werden abschließend Analysen der Innenakustik durchgeführt und Verbesserungen durch unterschiedliche Modifikationen untersucht werden.

1.3 Gliederung

Zu Beginn erfolgt in Kapitel 2 ein Überblick über den aktuellen Stand der Anwendung der SEA-Methode im Bereich der Luftfahrt und ein Rückblick auf die Maßnahmen zur Geräuschreduzierung in Hubschraubern. Hierbei werden die betrachteten Frequenzbereiche aufgezeigt, die unterschiedliche Herangehensweise und Methodik analysiert und die erreichten Verbesserungen aufgezeigt.

Im anschließenden Kapitel 3 werden mit Hilfe der Theorie der Luft- und Körperschallwellen die Schalldurchgangseigenschaften von Einfachwänden und Verbundstrukturen hergeleitet, da diese beide Fälle maßgeblich an der Luftschalltransmission in die Hubschrauberkabine beteiligt sind.

Kapitel 4 beschreibt die Grundannahme der SEA anhand des theoretischen Beispiels zweier gekoppelter Oszillatoren und leitet auf den Energieansatz der SEA bei Mehrkörpersystemen über, wobei die wichtigsten Größen und deren Einflüsse dieser Methode dargestellt werden. Dabei wird auch auf die notwendigen Einschränkungen dieses theoretischen Ansatzes verwiesen.

Diese Kapitel bilden die theoretische Grundlage für das zu entwickelnde SEA-Modell, dessen Entstehungsprozess anhand der Abb. 1.2 dargestellt wird und die Grundlage für die weitere Gliederung der Arbeit bildet.

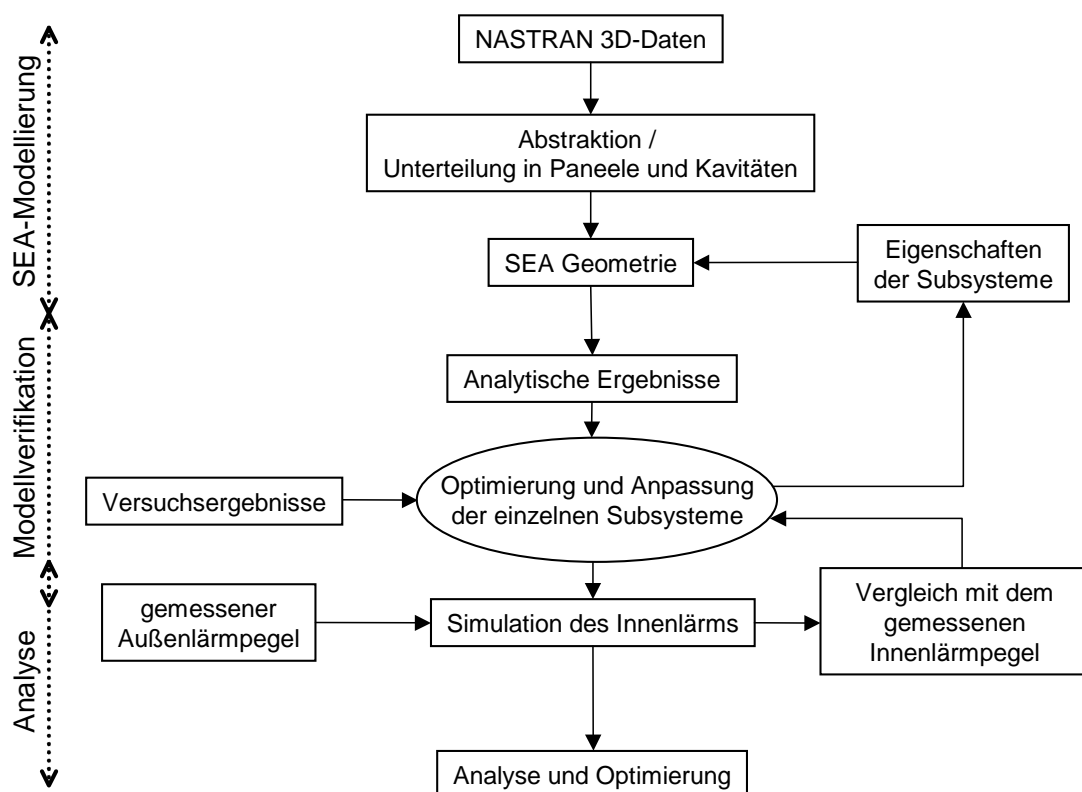


Abbildung 1.2: SEA-Modellierung des Hubschraubers

Um die im ersten Schritt benötigten Daten für die SEA-Modellierung zu erhalten wird in Kapitel 5 der Hubschrauber analysiert und die für die Berechnung notwendigen Materialgrößen ermittelt. Zusammen mit Geometriedaten und der notwendigen Modellabstraktion nach den Anforderungen der SEA bilden diese Werte und Eigenschaften die Grundlage der in Kapitel 6 beschriebenen Modellierung der SEA-Geometrie. Als weitere Eingangsgrößen werden in diesem Kapitel zudem die Schallpegel der anregenden Luftschallquellen analysiert und quantifiziert.

Kapitel 7 beschäftigt sich mit der notwendigen Modellverifikation, die mit der Analyse der unterschiedlichen Bauteile des Hubschraubers in Kapitel 8 einhergeht. Dazu werden die Simulationen des Schalldurchgangs von Paneelen anhand von Referenzmessung im Labor beurteilt, aber auch die Berechnungen einzelner Hubschrauberkomponenten mit den Ergebnissen des Programms verglichen. Diese Vergleiche der einzelnen Subkomponenten dienen dazu, eine qualitative Aussage über die Genauigkeit und Zuverlässigkeit des Gesamtsystem treffen zu können und es auf Grundlage eventuell erhaltener Abweichungen zu optimieren.

Mit dem verifizierten Modell werden anschließend in Kapitel 9 die Gesamtsimulation der Innenakustik durchgeführt. Wie im vorangegangenen Kapitel auch werden hier zu Beginn die theoretisch ermittelten mit den praktisch gemessenen Innenlärmpegel verglichen und das Modell gegebenenfalls angepasst, um für der weitergehenden Analyse eine realistische Grundlage zu bilden. Dabei werden die Gesamtschallpegel des Modells betrachtet und der Leistungseintrag aus den einzelnen Subsystemen quantifiziert. Über eine Flächenmittelung ergibt sich anschließend die Intensitätsverteilung, mit Hilfe derer die Auswirkung und Effektivität unterschiedlicher Reduktionsmaßnahmen untersucht beurteilt wird.

Im Kapitel 10 wird abschließend in einer Zusammenfassung das Verfahren der SEA und seine Anwendung auf die Hubschrauberinnenakustik beurteilt. Hierbei wird auch die Effektivität der Anwendung dieser Methode an dem gestellten Problem beurteilt und ein Ausblick auf weitere Anforderungen oder Verbesserungsmöglichkeiten in der Zukunft gegeben.

Kapitel 2

Stand der Technik

Hubschrauber besitzen im Vergleich zu düsen- oder turbopropgetriebenen Flugzeugen erhöhte Innenlärm- und Vibrationspegel. Dies beruht darauf, dass Auf- und Vortrieb durch ein komplexes dynamisches und asymmetrisches System erzeugt werden, dessen Hauptantrieb, und daher größte Ursache für Innenlärm und Vibration, sich mit dem Getriebe direkt über der oft nur schwach abgeschirmten Kabine befindet. Die Reduzierung des Innenlärmpegels bei Helikoptern ist daher bereits seit langem ein erklärtes Ziel der Hubschrauberhersteller. Auf diese Weise wollen sie ihrem Produkt eine höhere Akzeptanz verleihen, den Aufenthalt für Piloten und Passagiere angenehmer gestalten und sich so ihrem Mitbewerber gegenüber Wettbewerbsvorteile verschaffen um so auch neue Märkte zu erschließen.

Das Lösen von Schwingungs- und Vibrationsproblemen, wie sie auch in der Akustik auftreten, wird in erster Linie mit der Methode der Finiten Elemente (FEM = finite element method) in Verbindung gebracht. Mit der FEM und der Randelementenmethode (BEM = boundary element method) lassen sich die niederfrequenten Strukturantworten und das Lärm- und Schwingungsverhalten von akustischen System sehr gut beschreiben.

Mit höheren Frequenzen werden die Wellenlängen jedoch um Größenordnungen kleiner. Dies hat eine extreme Zunahme der Komplexität der Systemdynamik zur Folge, da auch die benötigten Elemente, in der Regel 6-8 pro Wellenlänge, verkleinert werden müssen. Dadurch steigt die Anzahl der Elemente im dreidimensionalen Raum extrem an, und der Rechenaufwand erhöht sich kubisch mit der Frequenz.

Somit verhält sich das System in hohen Frequenzbereichen nicht länger deterministisch, da selbst kleine, unbekannte, Details das modale Verhalten beeinflussen [3]. Zu den Ungewissheiten gehören unter anderem aufgebrachte Lasten oder Temperaturunterschiede, aber auch Fertigungsungenauigkeiten. Es besteht daher nur die Möglichkeit, das statistische Verhalten in Frequenzbändern vorherzusagen.

Diese hohe Notwendigkeit der Detaillierung bei hohen Frequenzen führt auch dazu, dass die korrekte Modellierung einer so komplexen Struktur wie der Hubschrauberkabine zu aufwändig wird und praktisch nicht mehr durchgeführt werden kann. Auch würde das Lösen eines solchen Modells sehr lange Rechenzeiten erfordern und viele numerische Probleme verursachen.

Im Gegensatz dazu bieten akustische Luftschallquellen im mittleren und hohen Frequenzbereich den Vorteil, dass sie in der Regel nicht korreliert sind und so in Modellen als statistisch unabhängig beschrieben werden können.

Aus diesen Gründen wurde bereits frühzeitig in Betracht gezogen, die SEA zur Lösung akustischer Probleme in der Luftfahrt einzusetzen.

Bereits in den späten sechziger Jahren wurde die Problematik der lauten Hubschrau-

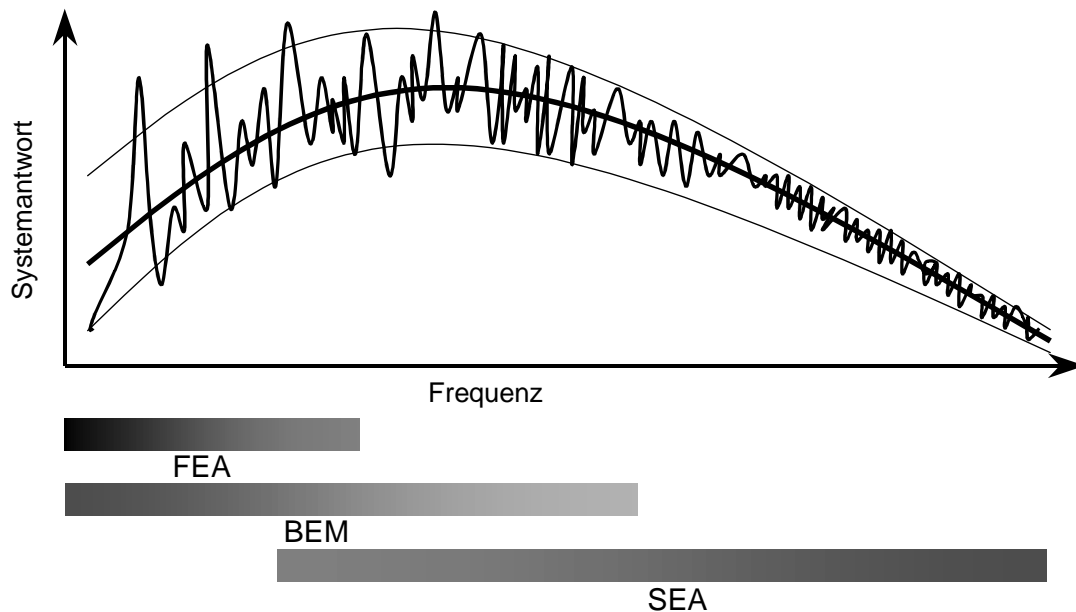


Abbildung 2.1: Frequenzverlauf der Systemantwort mit den typischen Anwendungsbereichen der FEA - BEM - SEA

ber erkannt und Lösungsmöglichkeiten, die noch unabhängig von der FEM- oder SEA-Methode waren, untersucht. Zu Beginn wurde jedoch nur versucht, den Außenlärm und den Lärmteppich im Überflug zu vermindern mit dem Ziel, seine Akzeptanz zu erhöhen und die Detektierbarkeit, hauptsächlich im militärischen Bereich, zu vermindern. In diesem Zusammenhang veröffentlichte Bowes 1973 eine Untersuchung zu leisen Hubschrauberkonfigurationen [4]. Hierbei identifizierte er bereits die Antriebsturbine, das Getriebe und den Rotor als die Hauptverursacher des Außen- und somit zum Teil auch des Innenlärms. Hauptsächlich durch Modifikationen am Antrieb und Rotor konnte der Außenlärm um etwa 8,5 dB reduziert werden. Änderungen am Getriebe hatten auf diesen Wert jedoch keine Auswirkungen.

Im weiteren Verlauf der Entwicklung wurde auch der Innenakustik eine größere Bedeutung zu Teil und 1983 untersuchten Yoerkie und Moore den Hubschrauber vom Typ Sikorsky S-76 anhand Statistischer Energie Analyse-Methoden [5]. Mit Hilfe der SEA wurde die dynamische Kopplung des Getriebes zur tragenden Struktur und weiter in das Kabineninnere untersucht. Dazu wurde die Struktur in ihre Hauptkomponenten zerlegt und deren Kopplungen untereinander analysiert. Diese wurden anschließend in die Lösungsmatrix des SEA-Modells eingetragen und über Messungen an einem fast fertiggestellten Hubschrauber verifiziert. Dabei konnte in einem ersten Schritt die Verwendbarkeit des SEA-Ansatzes für Schwingungsprobleme an einer großen und komplexen Struktur wie der eines Hubschraubers gezeigt werden. Jedoch wurde auch festgestellt, dass die Notwendigkeit besteht, einzelne Bereiche von Verknüpfungen zu detaillieren und das genaue resonante Verhalten einiger Subsysteme noch besser zu charakterisieren.

Ebenfalls beschäftigte sich Westland Helicopter Limited 1983 mit der Untersuchung der Anwendung der SEA an der Hubschrauberstruktur. [6]

Auch Bell analysierte 1988 mit dem SEA-Ansatz die Bell 222 [7]. Der Hubschrauber wurde für die Modellierung in Hauptkomponenten zerlegt, die umso mehr detailliert wurden, je näher sie räumlich am Getriebe positioniert waren. Daraus erhielten Mathur et al. [7] die SEA-Matrix des Hubschraubers. Modelliert wurde er jedoch ohne Innenausstattung und auch die Innenpaneele waren im Modell nicht vorhanden. Aus Boden-

und Flugversuchen wurden anschließend Vibrations- und Innenlärmpegel gemessen, die als Eingangsdaten und zur Verifikation des SEA-Modells herangezogen wurden. Eine erste Auswertung der Berechnungen ergab eine gute Übereinstimmung mit erhaltenen Meßergebnissen, jedoch wichen die Werte einzelner Subsysteme erheblich von den gemessenen Daten ab. Im allgemeinen wurde der Innenlärmpegel dabei zu hoch berechnet, lag aber innerhalb einer Spanne von 5-7 dB(A). Der Grund hierfür war, dass das SEA-Modell die in die Struktur übertragene Eingangsenergie überschätzte.

Auch 1993 wurde im EU-Projekt RHINO („Reduction of Helicopter Interior NOise“) [8] das Ziel festgelegt, mit einem multidisziplinären Ansatz den Innengeräuschpegel zu bekämpfen. Aktive und passive Dämpfungsmethoden wurden angewandt, ebenso wurden Transferpfade untersucht und die Abstrahleigenschaften der Paneele analysiert. Das Hubschraubergetriebe wurde des Weiteren charakterisiert und Lösungsansätze zur Vibrations- und Schallabstrahlungsreduktion getroffen. Im Rahmen dieses Projekts wurde die Möglichkeit gezeigt, einzelne Frequenzen durch aktive Dämpfungsmaßnahmen im Flug um 12 dB zu senken. Während der Flugversuche wurden auch einzelne Transferpfade validiert und es wurde gezeigt, dass der Hauptanteil des Getriebelärms durch die Struktur übertragen wird. Daher wurde auch die Anwendung von aktiv gedämpften Getriebestremen im Labor untersucht. Ebenfalls wurde ein SEA-Code entwickelt und an einem Testobjekt und einer leeren Hubschrauberzelle unter Laborbedingungen überprüft.

Dussac und Morvan führten gleichzeitig eine theoretische und experimentelle Analyse an einem Eurocopter AS350Z Ecureuil durch [9]. Schwierigkeiten bestanden darin, die unterschiedlichen aerodynamischen, akustischen und mechanischen Anregungen als Eingangsgrößen mit einer ähnlichen Genauigkeit untereinander zu definieren. Der globale Ansatz in einem Frequenzbereich von 300 Hz bis 10 kHz war als Parameterstudie gedacht und ermöglichte die Einschätzung der Abhängigkeit des Innenlärmpegels von den Anregungen und strukturellen Änderungen. Für diese Studie wurden Flugdaten in eine eigens auf der SEA basierende Software eingegeben und zusammen mit den Energietransferpfaden der Innenlärmpegel berechnet. Der Vergleich mit den Messungen war in den Bereichen zufriedenstellend, in denen eine akustische oder aerodynamische Anregung vorherrschte. Bei Schwingungen ab 5 kHz überschätzte die SEA den Innenlärmpegel. Als nächster Schritt wurde eine genaue Beschreibung der Zusammenhänge zwischen Innenlärmquellen und der Kopplung zwischen Struktur und Kabine angestrebt und die zusätzliche gleichzeitige Anwendung anderer Methoden vorgeschlagen um auch den niedrigen Frequenzbereich abdecken zu können. Zudem wurde eine genauere Modellierung von Sandwichbauteilen gefordert und eine konstante Frequenzbandbreite der Analyse, um auch tonale Effekte erkennen zu können.

Mit der Weiterentwicklung der SEA-Methode hielt diese auch im Flugzeugbau Einzug. Lin [10] entwickelte 1999 ein auf der SEA-Theorie basierendes mathematisches Modell, um unterschiedliche Designoptionen der Innenverkleidung moderner Passagierflugzeuge zu evaluieren. Der Frequenzbereich erstreckte sich hierbei von 500 Hz bis 4000 Hz und die Außenanregung erfolgte durch eine modellierte turbulente Grenzschicht, die den breitbandigen Innenlärmpegel unter Reiseflugbedingungen dominiert. Der Vergleich mit gemessenen Daten zeigte eine Abweichung von 3 - 5 dB in den einzelnen Oktavbändern und es konnten Rückschlüsse auf dominante Komponenten gezogen werden. Kritisch erwies sich die Berechnung des Energieeintrags in die Kabine durch die turbulente Grenzschichtanregung und die entsprechenden Transferpfade. Auch konnten akustische Leckagen, die einen wichtigen Energiepfad darstellen, nicht berücksichtigt werden und ein Modell, welches den Aufbau des Rumpfes und der Innenverkleidung genauer repräsentiert, wurde für zukünftige Arbeiten vorgeschlagen.

Durch die Einführung moderner SEA-Methoden, welche die unterschiedlichen Wellenarten in Balken und Schalen berücksichtigen und die Verknüpfungen der einzelnen Systeme untereinander besser darstellen, war auch eine zuverlässigere Vorhersage von Übertragungsproblemen möglich. Diese Techniken wurden in der kommerziellen Software AutoSEA2 implementiert und getestet [11]. Diese Software besaß außerdem den Vorteil, dass durch eine Visualisierung der Struktur auch der Aufbau komplexerer Modelle ermöglicht wurde.

Der AutoSEA-Code fand auch bei Boeing Anwendung [12] und erzielte zufriedenstellende Ergebnisse bei der Berechnung der Innenlärmpegel unterschiedlicher Flugzeugtypen im Reiseflug. Dazu findet ein von Efimtsov entwickeltes Modell der turbulenten Grenzschichtanregung Verwendung, welches die resonante Anregung der Struktur und des Diffusfeldes des nicht-resonanten Pfades berücksichtigt. Mit Hilfe des Modells konnten die unterschiedlichen Beiträge einzelner Kabinenkomponenten differenziert und quantifiziert werden. Durch aktuelle Berechnungsmethoden wird für Flugzeugrumpfe eine Genauigkeit des Schallpegels innerhalb der Kabine von ± 5 dB erreicht. [13]

Die AutoSEA2-Software wurde ebenfalls bei der Raytheon Aircraft Company zur Berechnung des Innenlärmpegels des Hawker Horizon Geschäftsreiseflugzeugs eingesetzt [14]. Das Modell bestand aus unterschiedlichen Platten, Schalen und mehreren Volumina, die das Kabineninnere repräsentierten. Als Flugzustände wurden der Start mit dem abgestrahlten Triebwerkslärm und dem von den Triebwerken in die Struktur eingebrachten Körperschall berechnet, und der Reiseflug, bei dem zusätzlich zur Grenzschichtanregung auch der eingebrachte Körperschall Anwendung fand. Zusätzlich dazu wurde das Geräusch der Kabinenbelüftung mit in die Berechnungen einbezogen. In einem ersten Schritt wurde das Modell anschließend mit den Testmessdaten einer Kabine ohne Innenverkleidung abgeglichen und dann mit Innenpaneelen ausgestattet. Eine Transferpfadanalyse wurde ausgeführt und dominante Quellen und Pfade identifiziert. Parameterstudien führten letztendlich zu einer optimalen Platzierung der notwendigen Dämpfungsmaßnahmen, um den geforderten Innenlärmpegel zu erreichen.

Die Methode der SEA wurde des Weiteren zu Innenakustikberechnungen am Hubschrauber Sikorsky S-92 eingesetzt [15]. Im Jahr 2000 modellierten Jayachandran und Bonhila dessen Innenkabine nach und berechneten aus den Vibrationen der Innenpaneele, welche aus einem detaillierten SEA-Modell übernommen wurden, den Innenlärmpegel der Kabine. Hierzu wurde die räumliche Verteilung des von den Paneelen in den Raum abgestrahlten Schallfeldes stochastisch modelliert und Leckagen und nicht-resonante Übertragungen über ein struktur-akustisches SEA-Modell mit einbezogen. Die Resultate erreichten dabei eine Genauigkeit von ± 3 dB im Terzband über 40 Hz. Zu den guten Ergebnisse bei niedrigen Frequenzen führte dabei eine hybride Methode, welche eine Finite Elementen Analyse (FEA) mit beinhaltete und ebenfalls eine hohe Genauigkeit der anregenden Kräfte besaß, was sich direkt auf die letztendlich berechneten Pegel auswirkte.

Die vorliegende Arbeit greift diese herausgearbeiteten Erkenntnisse auf und erweitert die in näherer Vergangenheit hauptsächlich im Bereich der Flugzeugentwicklung gewonnenen Erfahrungen und Methoden der statistischen Energieanalyse auf den Bereich der Hubschrauber. So bietet sich die Möglichkeit mit Hilfe der verwendeten Software die Geometrie anschaulich zu visualisieren und die Flexibilität des Modells zu erhöhen. Die Verwendung validierter Modell der für die Schalldurchgangseigenschaften wichtigen Sandwichpaneele steigert zudem die Zuverlässigkeit der herauszuarbeitenden Ergebnisse und beseitigt so die Schwächen früherer Modelle.

Kapitel 3

Luftschalltransmission durch Platten

In dem zu entwickelnden Luftschallmodell bestimmen, neben der Luftschallanregung von außen, die Schalldurchgangseigenschaften der unterschiedlichen verwendeten Komponenten wie Türen oder Fenster maßgeblich den sich im Inneren einstellenden Luftschallpegel und bilden somit dessen Berechnungsgrundlage. Um diesen genau bestimmen zu können ist es daher notwendig, die verschiedenen physikalischen Vorgänge beim Durchgang von Schallwellen durch Medien unterschiedlicher Materialeigenschaften zu verstehen und die bestimmenden Haupteinflussfaktoren zu identifizieren.

Daher werden im Folgenden die Grundgleichung der Luftschallwellen und die Biege-Wellengleichung in Festkörpern hergeleitet. Diese leisten den größten Beitrag zur Schallabstrahlung und dienen anschließend dazu, die Interaktion zwischen Körper- und Luftschallwellen zu beschreiben. Daraus wird im Anschluss das Schalldämmmaß (Transmission Loss) durch isotrope dünne Platten hergeleitet. Zum Ende des Kapitels werden auch die Besonderheiten beim Schalldurchgang durch Verbundstrukturen behandelt.

Darüber hinaus wird im Verlauf der theoretischen Herleitungen ebenfalls auf die Auswirkungen auf das zu entwickelnde SEA-Modells eines Hubschraubers eingegangen.

3.1 Die homogene akustische Wellengleichung

Schallwellen werde durch die akustische Wellengleichung beschreiben, zu deren Herleitung von einem Fluid der Dichte ρ , des Druckes p und der Temperatur T ausgegangen wird. Bei diesem handelt es sich zudem um ein nicht-viskoses Fluid, das keine Wärmeleitfähigkeit besitzt, womit die durch die Akustik hervorgerufenen Energien ausschließlich mechanischer Art sind. Die einzigen vorkommenden Kräfte sind daher auch diejenigen der kompressiven Elastizität, die durch die Kompressibilität κ beschrieben werden.

Diese Zustandsgrößen werden im Folgenden über einen Mittelwert und eine Schwankungsgröße definiert und schreiben sich

$$\rho(\vec{x}, t) = \rho_0(\vec{x}) + \rho'(\vec{x}, t) \quad (3.1)$$

$$P(\vec{x}, t) = p_0(\vec{x}) + p(\vec{x}, t) \quad (3.2)$$

$$\vec{U}(\vec{x}, t) = \vec{u}_0 + \vec{u}(\vec{x}, t). \quad (3.3)$$

Hierbei werden der Druck P , die Dichte ρ und die Geschwindigkeit \vec{U} durch die Mittelwerte $p_0(\vec{x})$, $\rho_0(\vec{x})$ und \vec{u}_0 beziehungsweise die Schwankungsgrößen $p(\vec{x}, t)$, $\rho'(\vec{x}, t)$ und $\vec{u}(\vec{x}, t)$ beschrieben.

Zur Herleitung der akustischen Wellengleichung wird die Kontinuitätsgleichung und der Impulserhaltungssatz unter Zuhilfenahme der Zustandsgleichung idealer Gase verwendet. Sie wird in Abhängigkeit der Druckschwankungen in einem ruhenden Fluid ($\vec{u}_0 = 0$) hergeleitet. Des Weiteren wird von kleinen Amplituden ausgegangen, welche durch die akustische Wellenbewegung hervorgerufen werden. Diese Annahme kann bis zu Schalldruckpegeln von 135 dB getroffen werden [16].

Die Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung beschreibt die Erhaltung der Masse in einem Kontrollvolumen dV und gibt den Zusammenhang zwischen der Dichte $\rho(\vec{x}, t)$ und der Teilchengeschwindigkeit $\vec{u}(\vec{x}, t)$. Sie beschreibt somit den Zusammenhang zwischen der Teilchenbewegung und seiner Volumenänderung.

Für eine Erhaltung der Masse in einem Kontrollvolumen dV gilt, dass die zeitliche Änderung der elementaren Masse der Differenz aus zu- und abströmendem Massefluss entspricht. Dabei beträgt die Masse $M = \rho S dx$ mit der Kontrollfläche $S = dy dz$. Der Massefluss mit der Teilchengeschwindigkeit u_x in das Volumen durch die Fläche S in Richtung der x-Achse beträgt $\rho u_x S$. Für die Erhaltung der Masse lässt sich somit schreiben:

$$\frac{\partial(\rho S dx)}{\partial t} = \rho u_x S - \rho u_{x+dx} S. \quad (3.4)$$

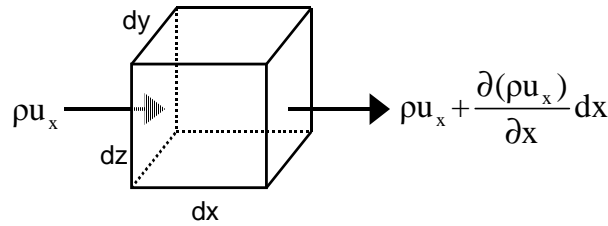


Abbildung 3.1: Massefluss durch ein Kontrollvolumen in x-Richtung

Über eine Taylorentwicklung

$$\frac{\partial(\rho S dx)}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u_x S}{\partial x} dx \quad (3.5)$$

erhält man schließlich die eindimensionale Form der Massenerhaltung in x-Richtung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} = 0. \quad (3.6)$$

Mit dem Divergenzoperator $\vec{\nabla} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right\}$ lässt sich diese als

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0. \quad (3.7)$$

im allgemeinen dreidimensionalen Raum beschreiben. Dieser Ausdruck ist die vektorielle Schreibweise für

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0. \quad (3.8)$$

Unter Berücksichtigung kleiner Störungen, wie bei der Ausbreitung von Schallwellen erfolgen, wird 3.8 linearisiert, indem die Substitution des Druckes nach Gl. 3.1 durch

$\rho(x, t) = \rho_0(x) + \rho'(x, t)$ erfolgt. Indem Terme kleiner Ordnung vernachlässigt werden, erhält man mit

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial(u_x)}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial(u_y)}{\partial y} + \rho_0 \frac{\partial(u_z)}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

oder

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0. \quad (3.10)$$

die linearisierte Form der Kontinuitätsgleichung in einem ruhenden Fluid mit kleinen .

Der Impulserhaltungssatz

Über den Impulserhaltungssatz erhält man den Zusammenhang zwischen dem Druck $p(\vec{x}, t)$, der Dichte $\rho(\vec{x}, t)$ und der Teilchengeschwindigkeit $\vec{u}(\vec{x}, t)$. Das bereits betrachtete Kontrollvolumen wird diesmal unter Zuhilfenahme des zweiten Newtonschen Gesetzes betrachtet. Die auf das ortsfeste Kontrollvolumen dV mit der Masse dM ausgeübte Kraft der Fluidteilchen beträgt in der vektoriellen Schreibweise

$$d\vec{F} = \vec{a} dM. \quad (3.11)$$

Die Beschleunigung \vec{a} beschreibt darin die Geschwindigkeitsänderung eines Teilchens, welches das Volumen durchströmt. Die Teilchengeschwindigkeit \vec{u} ist abhängig von Zeit und Ort und lässt sich somit als $\vec{u}(x, y, z, t)$ schreiben. Zu einem Zeitpunkt $t + dt$ beträgt die Teilchengeschwindigkeit $\vec{u}(x + dx, y + dy, z + dz, t + dt)$, worüber sich die Beschleunigung

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + u_x \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} + u_y \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} + u_z \frac{\partial \vec{u}}{\partial z}, \quad (3.12)$$

oder in vektorieller Schreibweise

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \quad (3.13)$$

herleiten lässt.

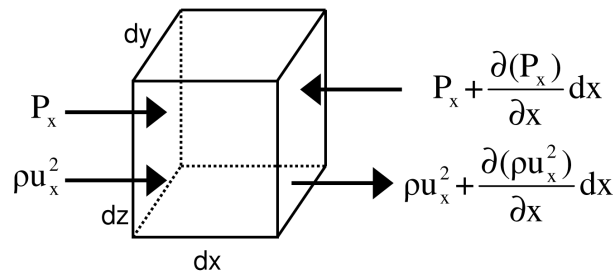


Abbildung 3.2: Impulserhaltung in einem Kontrollvolumen in x-Richtung

Aus Zeichnung 3.2 ergibt sich über die beidseitig vorherrschenden Drücke p mit Vernachlässigung der Viskosität für die Kraft in x-Richtung auf das Fluidvolumen

$$d\vec{F} = \left\{ P - \left(P + \frac{\partial P}{\partial x} \right) dx \right\} dy dz = -\frac{\partial P}{\partial x} dV \vec{i} \quad (3.14)$$

und als dreidimensionaler Vektor:

$$-\vec{\nabla}P \, dV = - \left\{ \frac{\partial P}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial P}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial P}{\partial z} \vec{k} \right\} dV. \quad (3.15)$$

Mit der Masse $dM = \rho dV$ folgt somit aus 3.11 mit 3.13 und 3.15

$$\rho \, dV \left\{ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right\} = -\vec{\nabla}P \, dV \quad (3.16)$$

oder

$$\rho \left\{ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right\} + \vec{\nabla}P = 0. \quad (3.17)$$

Die Euler-Gleichung 3.17 lässt sich über eine Linearisierung vereinfachen. Dabei werden Terme zweiter und höherer Ordnung für den Fall der Ausbreitung von Schallwellen vernachlässigt, da diese im Vergleich zum Umgebungsdruck nur sehr geringe Schwankungen verursachen. Der Druck P und die Dichte ρ im ruhenden Fluid werden hierbei wiederum durch Gl.3.1 beschrieben und die Terme höherer Ordnung vernachlässigt:

$$\rho_0 \left\{ \frac{\partial u_x}{\partial t} \vec{i} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \vec{j} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \vec{k} \right\} + \left\{ \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right\} = 0 \quad (3.18)$$

oder in der allgemeinen Vektorschreibweise

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla}p = 0. \quad (3.19)$$

Das ideale Gasgesetz

Das ideale Gasgesetz beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Druck p , der Dichte ρ und der Temperatur T in einem Gas. Für ein ideales Gas gilt

$$p = \rho RT \quad (3.20)$$

p ist in diesem Fall der absolute Druck im Gas, R die Gaskonstante und T die Temperatur.

Es wird vorausgesetzt, dass die durch Schallwellen zugeführte Energie vernachlässigbar und die Entropie im Gas somit erhalten bleibt. Zudem wird von einer geringen Wärmeleitfähigkeit ausgegangen und das Gas kann somit über die adiabate Zustandsgleichung

$$\frac{P}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (3.21)$$

γ beschreibt hierbei das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten.

Die adiabate Zustandsgleichung nicht-idealer Gase lässt sich aus der Isentropenbeziehungen herleiten, die den Zusammenhang zwischen Druck- und Dichteschwankungen beschreibt. Für kleine Schwankungen erhält man mit dem adiabten Kompressionsmodul

$$K = \rho_0 \left\{ \frac{\partial P}{\partial \rho} \right\}_{s_0} \quad (3.22)$$

die lineare Beziehung

$$p(\vec{x}, t) = K \frac{\rho'}{\rho_0}. \quad (3.23)$$

Die linearisierte Form der Wellengleichung

Um die linearisierte Form der Wellengleichung zu erhalten, werden die Kontinuitätsgleichung 3.10 und der Impulserhaltungssatz 3.19 zu einer Gleichung zusammengefasst und nach dem Druck p aufgelöst, da dieser die für die Akustik relevante Größe repräsentiert.

Für die zeitliche Ableitung der Kontinuitätsgleichung erhält man

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} + \rho_0 \frac{\partial(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})}{\partial t} = 0 \quad (3.24)$$

oder

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = 0. \quad (3.25)$$

Die Divergenz der Impulserhaltung beträgt

$$\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla^2 p = 0 \quad (3.26)$$

und ein Einsetzen von 3.25 in 3.26 ergibt

$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2}. \quad (3.27)$$

Die lokalen Dichteschwankungen ρ' werden schließlich noch durch 3.23 ersetzt und man erhält:

$$\nabla^2 p = \frac{\rho_0}{K} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (3.28)$$

c beschreibt hierbei mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle die Schallgeschwindigkeit $c = (K/\rho_0)^{1/2}$. Dies führt schließlich zu der linearisierte Form der Wellengleichung einer homogenen akustischen Welle mit den Druckschwankungen $p(\vec{x}, t)$ als zeit- und ortsabhängige Variable:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0. \quad (3.29)$$

Sie beschreibt die Ausbreitung kleiner Störungen in einem homogenen, nicht-viskosen und kompressibelem Fluid in Abhängigkeit der Druckschwankungen p um einen Gleichgewichtszustand. Da im weiteren Verlauf der Arbeit die Wechselwirkung von ebenen Strukturen und Luft behandelt wird, genügt es Gleichung 3.29 im zweidimensionalen Raum zu betrachten. Unter der Annahme einer einfachen harmonischen Zeitabhängigkeit $p(x, z, t) = \tilde{p} e^{(-j\omega t)}$ ergibt sich mit [17]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 p = -k^2 p. \quad (3.30)$$

Als Lösung für 3.30 erhält man die Ausbreitung einer Welle im zweidimensionalen Raum:

$$p'(x, z, t) = \tilde{p} e^{(jk_x x + jk_y y)} e^{(-j\omega t)} \quad (3.31)$$

3.2 Körperschallwellen

In Festkörpern breitet sich Schall nicht nur in reinen Longitudinal-, sondern auch in Transversalwellen und BiegeWellen aus, da in diesen nicht nur Druckspannungen, die für die Ausbreitung von Longitudinalwellen verantwortlich sind, auftreten, sondern zusätzlich dazu auch Druck- auch Schubspannungen. Die folglich bei der Ausbreitung von Schall auftretenden Deformationen werden durch die mechanischen differentiellen Größen Dehnung und Schubspannung sowie die dadurch verursachten Kraftgrößen Zugspannung und Schubspannung beschrieben [18].

3.2.1 BiegeWellen in dünnen Platten

BiegeWellen in Festkörpern leisten von den drei bereits genannten Wellenarten den größten Beitrag zur Schallabstrahlung, da sie für Materialversetzungen senkrecht zu ihrer Ausbreitungsrichtung sorgen, die auf das angrenzende Fluid übertragen werden und es somit zur Schallabstrahlung kommt. Mit Vernachlässigung der Scheranteile lautet die BiegeWellengleichung einer dünnen homogenen Platte mit den Verschiebungen ψ nach [17]

$$\frac{EI}{1 - \nu^2} \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} = -m \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (3.32)$$

Sie beschreibt die Ausbreitung einer BiegeWelle mit den Verschiebungen ψ senkrecht zur Haupttrichtung einer dünnen homogenen Platte. Diese Platte besitzt das Flächenträgheitsmoment $I = t^3/12$, den E-Modul E und die flächenspezifische Masse m .

Setzt man den Term der Biegesteifigkeit $B = Et^3/12(1 - \nu^2)$, so erhält man als allgemeine Lösung der Wellengleichung unter Vernachlässigung von Schereffekten und Trägheitsmomenten für eine dünne Platte in der x-z-Ebene:

$$B \left(\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial z^4} \right) = -m \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (3.33)$$

Ersetzt man die Verschiebungen ψ durch eine einfache harmonische Welle $\psi(x, z, t) = \tilde{\psi} \exp[j(\omega t - k_x x - k_z z)]$ wird 3.33 zu:

$$\left[B (k_x^4 + 2k_x^2 k_z^2 + k_z^4) - m\omega^2 \right] \tilde{\psi} = 0 \quad (3.34)$$

oder

$$B (k_x^2 + k_z^2)^2 - m\omega^2 = 0. \quad (3.35)$$

Ersetzt man $k_B^2 = k_x^2 + k_z^2$ erhält man schließlich als BiegeWellengleichung einer durch die Wellenvektoren k_x und k_z beschriebenen Welle:

$$B k_B^4 - m\omega^2 = 0. \quad (3.36)$$

Daraus lässt sich ebenfalls die BiegeWellengeschwindigkeit $c_B = \omega_B/k_B$ herleiten:

$$c_B = \omega^{1/2} \left(\frac{B}{m} \right)^{1/4}. \quad (3.37)$$

Auf die Auswirkungen der beteiligten Größen Biegesteifigkeit B und Flächenmasse m wird im weiteren Verlauf der Herleitungen noch näher eingegangen.

3.2.2 Die Wellenimpedanz einer ebenen isotropen Platte

Interagieren Luft- und Körperschallwellen, so spielt der Begriff der Impedanz Z eine wichtige Rolle. In der Mechanik ist er definiert über die Schnelle v , die von einer Kraft F an einem beliebigen Angriffspunkt erzeugt wird:

$$Z = \frac{F}{v}. \quad (3.38)$$

Analog zu dieser Punktimpedanz beschreibt in der Akustik die Wellenimpedanz die Größe der Amplitudenantwort einer Struktur, wenn diese durch eine ebene Welle mit den Spurwellenzahlen k_x und k_z erfolgt.

Die Wellenimpedanz einer Platte lässt sich somit aus der Biegewellengleichung 3.33 bestimmen, indem diese durch eine Druckverteilung $p(x, z, t)$ angeregt wird:

$$B \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + m \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = p(x, z, t) \quad (3.39)$$

Ersetzt man die Auslenkung ψ durch den Schnellezeiger $\nu = j\omega \tilde{\psi}$ und den anregenden Druck wiederum durch $p(x, z) = \tilde{p}(k_x, k_z) \exp(-jk_x x) \exp(-jk_z z)$ erhält man zusammen mit der Biegewellenzahl $k_B^4 = \omega^2 m / B$ aus 3.39

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \nu(x, z) - k_B^4 \nu(x, z) = \frac{j\omega}{B} \tilde{p}(k_x, k_z) e^{(-jk_x x)} e^{(-jk_z z)}. \quad (3.40)$$

Unter der Annahme einer unendlichen isotropen Platte ohne Diskontinuitäten sind die örtlichen Verteilungen von Schnelle und Druck gleich, somit gilt auch für die Schnelle $\nu(x, z) = \tilde{\nu}(k_x, k_z) \exp(-jk_x x) \exp(-jk_z z)$ und man erhält aus 3.40

$$\left[(k_x^2 + k_z^2)^2 - k_B^4 \right] \tilde{\nu}(k_x, k_z) = \frac{j\omega}{B} \tilde{p}(k_x, k_z). \quad (3.41)$$

Die Wellenimpedanz dieser Platte beträgt somit unter Vernachlässigung von Schubsteife und Drehträgeit

$$Z_\tau = \frac{\tilde{p}(k_x, k_z)}{\tilde{\nu}(k_x, k_z)} = \frac{B}{j\omega} \left[(k_x^2 + k_z^2)^2 - k_B^4 \right] = j\omega m \left[1 - \frac{(k_x^2 + k_z^2)^2}{k_B^4} \right]. \quad (3.42)$$

Gleichung 3.42 zeigt, dass eine geringere Flächenmasse m bei gleichbleibender Anregung eine größere Amplitude des Panels zur Folge hat. Ebenso wird aus ihr der Resonanzfall $k_B^2 = k_x^2 + k_z^2$ ersichtlich, bei dem eine noch so kleine Kraft eine theoretisch unendliche Amplitude bewirkt.

Der bereits hier beobachtete negative Einfluss einer geringen Flächenmasse m auf die durch die Größe der Plattenauslenkung bedingte Schallabstrahlung wird im folgenden Kapitel auf Grundlage der Wellengleichung anhand des Schalldurchgangs durch eine Einfachwand noch weiter herausgearbeitet.

3.2.3 Schalldurchgang durch eine Einfachwand

Der Schalldurchgang durch Einfachwände und die dabei auftretenden Effekte sind einer der Hauptpunkte in dem entwickelten Luftschalltransmissionsmodell. Daher wird im folgenden Kapitel das Schalldämmmaß einer isotropen Platte hergeleitet, auf dessen Besonderheiten in unterschiedlichen Frequenzbereichen eingegangen und grundlegende Einflüsse der Materialparameter erläutert.

Das Schalldämmmaß einer isotropen Platte

Trifft eine Schallwelle der Frequenz ω unter dem Winkel θ auf eine unendlich ausgedehnte, dünne elastische und isotrope Platte, so regt sie die Platte zu Schwingungen an. Durch die Platte wird Schallenergie vernichtet, Schallwellen werden reflektiert aber auch übertragen. In der Umgebung der Platte befindet sich beidseitig Luft mit der Dichte ρ_0 und der Schallgeschwindigkeit c_0 .

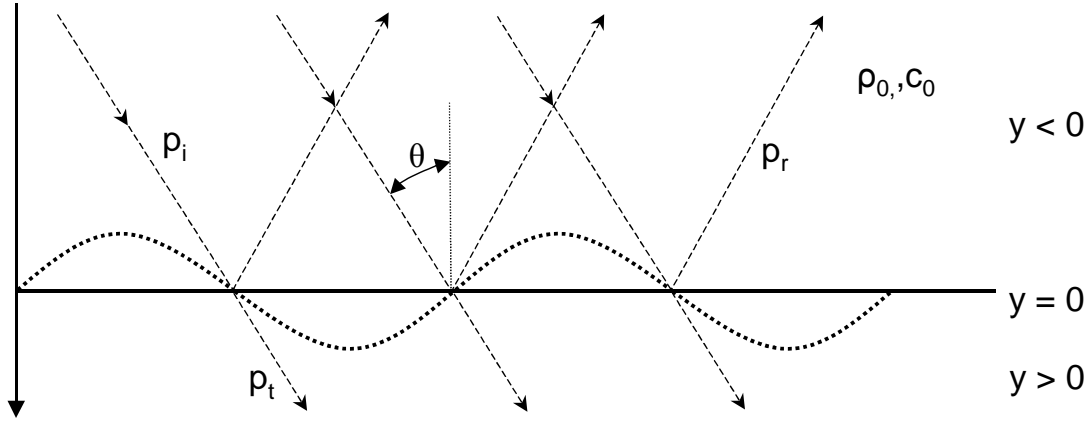


Abbildung 3.3: Anregung einer Einfachwand durch ebene Schallwellen

Für den Schalldruck in y -Richtung ergibt sich mit Abb. 3.3 zu

$$p(x, y) = \begin{cases} [p_i E(-y) + p_r E(y)] E(x) & \text{für } y < 0 \\ p_t E(-y) E(x) & \text{für } y > 0 \end{cases} \quad (3.43)$$

mit $E(-y) = \exp(-jk_o y \cos \theta)$, $E(y) = \exp(jk_o y \cos \theta)$ und $E(x) = \exp(-jk_o x \sin \theta)$. Die Schallschnelle, die Richtung und Betrag der mittleren Geschwindigkeit, mit der Luftmoleküle um ihre Ruhelage schwingen, beschreibt, muss an der Grenzfläche zwischen Medium und Luft identisch sein. Dadurch erhält man über den Impulssatz den Zusammenhang zwischen ν_y und p und für die Schallschnelle in y -Richtung beidseitig der Platte somit folgenden Zusammenhang:

$$\nu_y(x, y) = \begin{cases} \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} [p_i E(-y) - p_r E(y)] E(x) & \text{für } y < 0 \\ \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} p_t E(-y) E(x) & \text{für } y > 0 \end{cases} \quad (3.44)$$

Der Gesamtdruck in der Plattenebene $y = 0$ setzt sich aus den Drücken der einfallenden, reflektierten und der übertragenen Welle zusammen:

$$p(x, 0) = (p_i + p_r - p_t) E(x). \quad (3.45)$$

Diese Druckverteilung entspricht der Form einer ebenen Welle und mit 3.42 erhält man mit der Wellenimpedanz $Z_{\tau\theta}$ für $k_x = k_o \sin \theta$ die Schnelleverteilung an der Platte

$$\psi_w(x) = \frac{p_i + p_r - p_t}{Z_{\tau\theta}} E(x). \quad (3.46)$$

Wiederum unter der Bedingung, dass die Schnelle des Medium an der Grenzschicht $y = 0$ gleich der Plattenschnelle sein muss, ergeben sich folgende Zusammenhänge zwischen vorherrschenden Drücken und der Impedanz am Ort $y = 0$:

$$\frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0}(p_i - p_r) = \frac{p_i + p_r - p_t}{Z_{\tau\theta}}; \quad \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} p_t = \frac{p_i + p_r - p_t}{Z_{\tau\theta}}. \quad (3.47)$$

Zusammen mit 3.46 erhält man die Schnelle der Platte und die Amplitude des durchgelassenen Schalldrucks:

$$v_w = \frac{2p_i}{Z_{\tau\theta} + 2\rho_0 c_0 / \cos \theta} \quad \text{und} \quad \frac{p_t}{p_i} = \left[1 + \frac{Z_{\tau\theta} \cos \theta}{2\rho_0 c_0} \right]^{-1}. \quad (3.48)$$

Daraus lassen sich wiederum die Gleichungen für den Transmissionsgrad τ , der das Verhältnis von durchgelassener zu einfallender Schalleistung P_t und P_i definiert, und das Luftschalldämmmaß R aufstellen:

$$\tau = \frac{P_t}{P_i} = \left| \frac{p_t}{p_i} \right|^2 = \left| 1 + \frac{Z_{\tau\theta} \cos \theta}{2\rho_0 c_0} \right|^{-2}$$

$$R = 10 \log_{10} \frac{1}{\tau} = 20 \log_{10} \left| 1 + \frac{Z_{\tau\theta} \cos \theta}{2\rho_0 c_0} \right|. \quad (3.49)$$

Die Gleichung 3.49 zeigt, dass die vom Einfallswinkel θ und von der Flächenmasse m abhängige Wellenimpedanz $Z_{\tau\theta}$ die bestimmende Größe beim Schalldurchgang durch die Platte darstellt.

Die Frequenzabhängigkeit der Schalldämmung

Die Plattenimpedanz $Z_{\tau\theta}$ nach Gl. 3.42 ist von der Frequenz der einfallenden Schallwelle mit den Wellenzahlen k_x und k_z und den Paneeleigenschaften m und B abhängig.

Betrachtet wird nachfolgend eine dünne isotrope Platte, so dass die Materialeigenschaften als konstant angenommen werden. Diese Platte wird mit der Wellenzahl $k_x = k_0 \sin \theta$ angeregt, die Impedanz beträgt somit

$$Z_{\tau\theta} = j\omega m \left[1 - (k_0/k_B)^4 \sin^4 \theta \right]. \quad (3.50)$$

Bei den Schalldurchgangseigenschaften muss daher nach dem variablen Verhältnis der Wellenzahlen der anregenden Luft k_0 und der BiegeWellenzahl der Platte k_B sowie nach dem Einfallswinkel der Schallwellen θ unterschieden werden.

Schalldämmmaß im niedrigen Frequenzbereich $k_0 \ll k_B$

Im niedrigen Frequenzbereich für $k_0 \ll k_B$ vereinfacht sich der Ausdruck der Plattenimpedanz zu

$$Z_{\tau\theta} = j\omega m \quad (3.51)$$

und für die Luftschalldämmung gilt somit

$$R = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{\omega^2 m^2 \cos^2 \theta}{4\rho_0^2 c_0^2} \right). \quad (3.52)$$

Dieser Ausdruck wird von der Flächenmasse der Platte m bestimmt, weshalb man in diesem Fall auch vom *Massengesetz* der Luftschalldämmung spricht. Die einfach durchführbare Maßnahme der Erhöhung der Luftschalldämmung durch eine Erhöhung der Flächenmasse ist jedoch im Falle von Hubschrauber nur sehr schwer zu realisieren, weshalb nach anderen Möglichkeiten gesucht werden muss.

Gl. 3.52 ist des weiteren vom Einfallswinkel θ mit der Nebenbedingung $0^\circ < \theta < 90^\circ$ abhängig. Für den Fall des streifenden Einfalls, für den $\theta = 90^\circ$ gilt, wird $R = 0$, d.h. die Schalldämmung verschwindet. Dies ist in der Praxis jedoch sehr selten der Fall, so dass in der Regel ein gleichmäßiger Schalleinfall aus allen Richtungen angenommen und für den Winkel $\cos^2 \theta = 1/2$ angenommen wird. [19]

Für den Fall des diffusen Schalleinfalls wird daher anstatt Gl. 3.52 folgende winkelnunabhängige Näherungsformel verwendet:

$$R = 10 \log_{10} \left\{ 1 + \frac{m^2 \omega^2}{4 \rho_0^2 c_0^2} \right\} - 5. \quad (3.53)$$

Sie ist gültig für eine Schalldämmung von mehr als 15dB bei Normaleinfall mit einem Einfallswinkel von bis 78° .

Für das Massengesetz für zufälligen Schalleinfall im gesamten Winkelbereich $0^\circ < \theta < 90^\circ$ erhält man als Näherung:

$$R = R_0 - 10 \log_{10}(0,23 \cdot TL_0). \quad (3.54)$$

R_0 beschreibt hierbei das Schalldämmmaß aus 3.52 bei einem Einfallswinkel von $\theta = 0^\circ$. Damit ergibt sich auch aus 3.53

$$R = R_0 - 5. \quad (3.55)$$

Abb. 3.4 zeigt den unterschiedlichen Verlauf des Schalldämmmaßes unter Verwendung der getroffenen Annäherungen. Die Erfahrung hat gezeigt, dass die Diffusfeld-Näherung für einzelne Platten die beste Abschätzung des Schalldämmmaßes im niedrigen Frequenzbereich liefert.

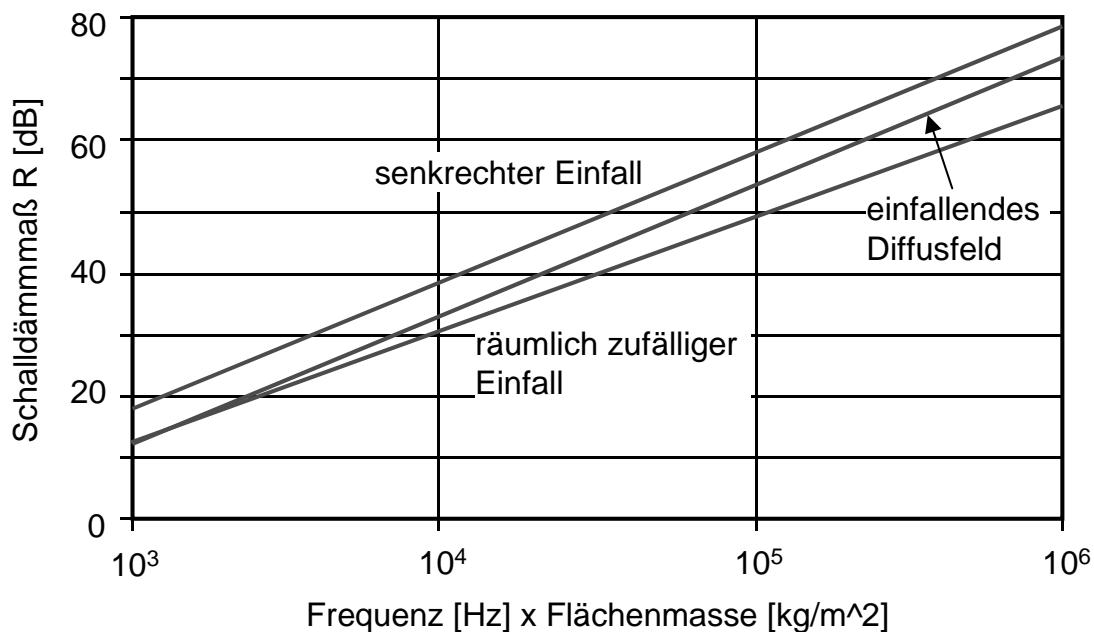


Abbildung 3.4: Schalldämmmaß einer Platte mit unterschiedlichen Näherungen im Bereich des Massengesetzes

Schalldämmmaß im Koinzidenzfall $k_0 = k_B$

Die Wellenimpedanz der Platte 3.42 wird für den Fall $k_B = k_0 \cdot \sin \theta = 0$, was einem Transmissionskoeffizienten von $\tau = 1$ nach 3.49 und einer Schalldämmung von $R = 0$ entspricht. Einfallende Schallwellen werden somit ungehindert übertragen.

Man spricht hierbei von dem Fall der Koinzidenz, der dadurch charakterisiert ist, dass die Wellenlänge λ_0 der einfallenden Luftschallwellen der charakteristischen BiegeWellenlänge λ_B der Platte entspricht: $\lambda_B = \lambda_0 = c_0/f_c$.

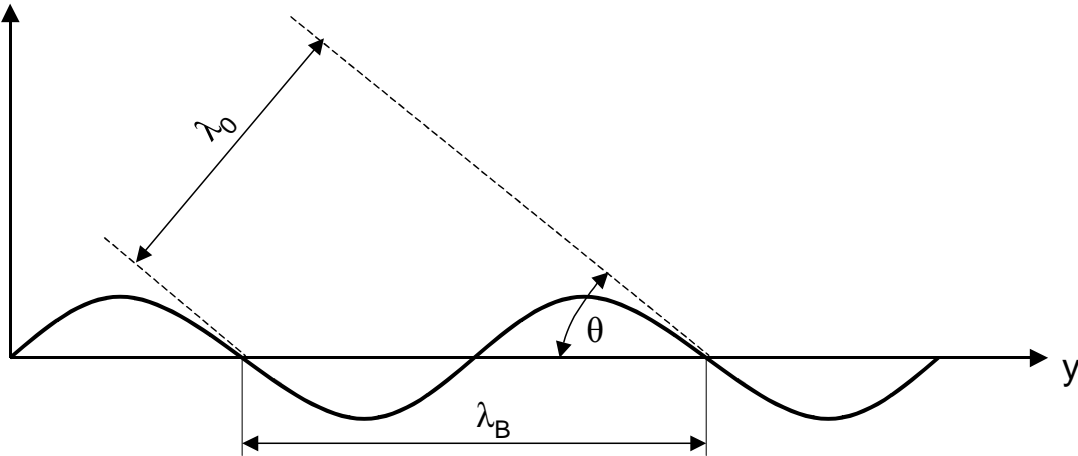


Abbildung 3.5: Spurwellenlänge einer Platte im Koinzidenzfall

Mit erhält man für die BiegeWellenzahlen den Zusammenhang

$$k_0 \cdot \sin \theta = k_B = (\omega^2 m/B)^{1/2} \quad (3.56)$$

und für $\sin \theta = 1$ die niedrigste Koinzidenzfrequenz, die sogenannte kritische Frequenz, die sich in Abhängigkeit der Materialparameter berechnen lässt:

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{B}}. \quad (3.57)$$

Dieser Zusammenhang zwischen Biegesteifigkeit B und Flächenmasse m bietet die Möglichkeit, die Materialeigenschaften so abzustimmen, dass die Koinzidenzfrequenz in einem unkritischen Bereich außerhalb des für die dB(A)-Bewertung kritischen Bereichs von 1-5kHz liegt.

Schalldämmmaß im hohen Frequenzbereich $k_0 \gg k_B$

Im Bereich oberhalb der Koinzidenzfrequenz existiert mit dem Winkel $\sin \theta = k_0/k_B$ nach Gl. 3.50 immer noch eine Randbedingung, bei der die Plattenimpedanz $Z_{\tau\theta}$ verschwindet. Dieser als Spuranpassungswinkel bezeichnete Winkel θ ist dadurch charakterisiert, dass er, wie auch in dem Fall der Koinzidenz, den Zusammenhang zwischen der BiegeWellenlänge λ_B und der Spurwellenlänge der anregenden Schallwellen beschreibt:

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{f_c}{f}}$$

Eine weitere genaue Betrachtung der Schalldämmung in diesem Frequenzbereich führt zu komplexen Zusammenhängen, welche die Paneelsteifigkeit und die Paneeldämpfung η sowie die unterschiedlichen Einfallswinkel mit einschließt.

In der Praxis findet daher folgende Näherungsformel von Cremer [19] Verwendung:

$$R = R_0 + 10 \log_{10} \left(\frac{f}{f_c} - 1 \right) + 10 \log_{10} \eta. \quad (3.58)$$

Sie beschreibt einen Anstieg der Schalldämmung von 10dB pro Oktave und schließt ebenso die Bedeutung der Materialdämpfung η im hohen Frequenzbereich mit ein.

Theoretischer Verlauf des Schalldämmmaßes im gesamten Frequenzbereich

Es lässt sich somit der folgende theoretische Verlauf der Schalldämmung eines Paneels mit isotropen Materialeigenschaften in Abhängigkeit von der Frequenz wie folgt charakterisieren:

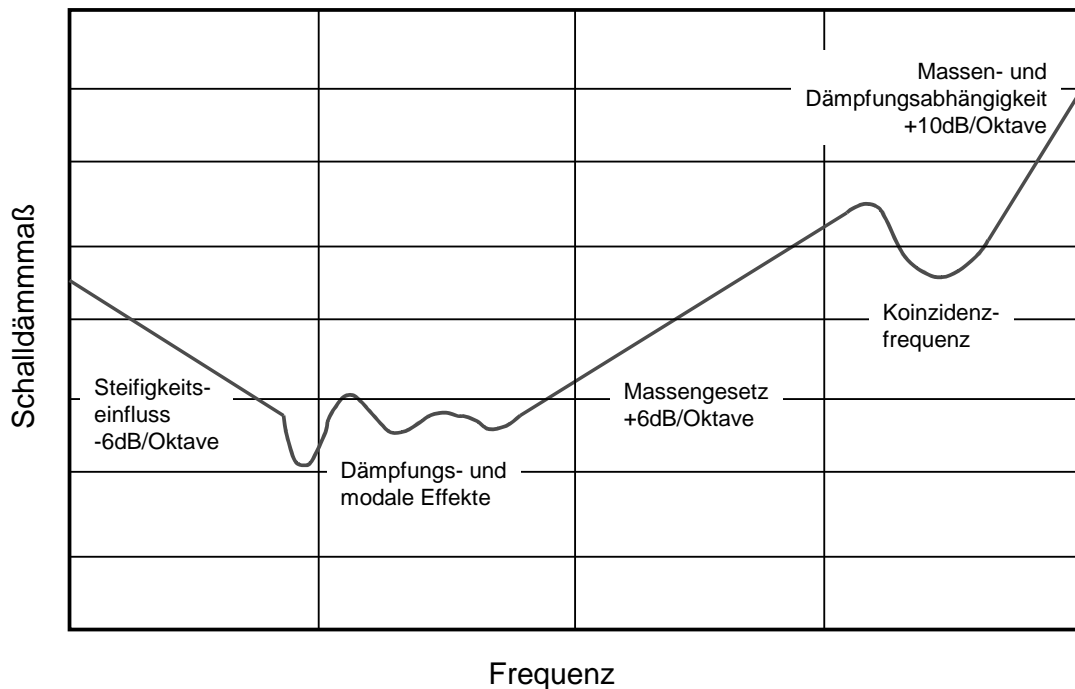


Abbildung 3.6: Theoretischer Verlauf des Schalldämmmaßes einer isotropen Platte

Im sehr niedrigen Frequenzbereich wird der Abfall der Schalldämmung durch die Steifigkeit des Paneels bestimmt, bevor der Einfluss modaler Effekte und der Dämpfung überwiegt. Dies geschieht jedoch in Bereichen, in denen die Annahmen der SEA (Kap. 4.5) noch keine Gültigkeit besitzen.

Der anschließende Anstieg mit +6dB/Oktave wird von der Masse dominiert (Gl. 3.52), bevor die Schalldämmung bei der Koinzidenzfrequenz (Gl. 3.57) einbricht. Die Größe dieses Einbruchs wird ebenso wie der nachfolgende weitere Anstieg mit +10dB/Oktave (Gl. 3.58) von der Materialdämpfung beeinflusst.

3.2.4 Biegewellen in Sandwichpaneelen

Da im modernen Hubschrauberbau hauptsächlich Faserverbundwerkstoffe und Sandwichplatten im Sinne einer Gewichtsreduktion eingesetzt werden, wird in diesem Kapitel die bereits dargestellte Theorie der Plattenschwingungen und des Schalldurchgangs auf diese Sandwichpaneel erweitert.

Dazu dient eine symmetrische Sandwichplatte (Abb. 3.7), deren orthotrope Deckschichten parallel zur x-Achse liegen [20]. Ihre Auslenkung in y-Richtung beträgt ψ , die durch eine Durchbiegung entstehende Winkelabweichung beträgt

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \chi + \mu. \quad (3.59)$$

χ beschreibt die Winkelveränderung der Platte aufgrund der reinen Biegung, μ die durch die Scherung des Kerns bedingte Winkelauslenkung. Die Flächenmasse der Platte beträgt m .

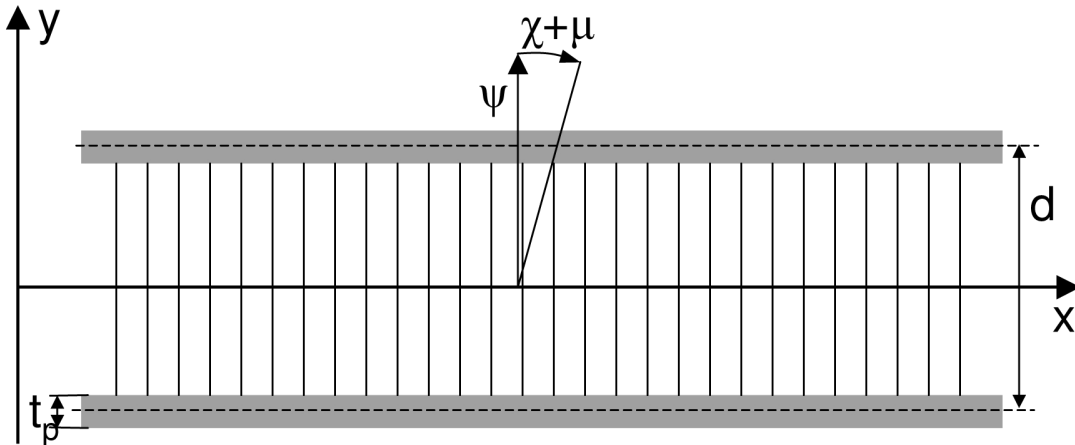


Abbildung 3.7: Auslenkung eines Sandwichpaneels

Die Differentialgleichung der lateralen Plattenbewegung lässt sich über das Hamiltonsche Prinzip herleiten [20]. Es besagt, dass in einem geschlossenen System die zeitliche Variation der Differenz von potenzieller Energie U und kinetischer Energie T verschwindet. Wird insbesondere von außen keine Energie zugeführt, besitzt diese Differenz einen Extremwert. Dieser Zusammenhang lässt sich wie folgt formulieren:

$$\delta \int (U - T) dt = 0. \quad (3.60)$$

Die Energien U und T werden über die Plattenauslenkung definiert. Die Plattenbiegung entlang ihrer beiden Hauptachsen wird dabei durch vier Effekte bestimmt:

- reine Biegung der gesamten Platte
- Rotation um ihre neutrale Achse
- Scherung des Kerns
- Biegung der einzelnen Decklagen

Die potenzielle Energie des Paneels mit der Gesamtbiegesteifigkeit $B_P = E_p t_p d^2 / 2$ unter Vernachlässigung der Biegesteifigkeit des Kerns und mit dem E-Modul E_p und der Dicke t_p einer Decklage beträgt aufgrund der reinen Durchbiegung pro Längeneinheit

$$U_{BP} = \frac{1}{2} B_P \left(\frac{\delta \chi}{\delta x} \right)^2. \quad (3.61)$$

Die potenzielle Energie der Durchbiegung der beiden Decklagen mit der Biegesteifigkeit einer einzelnen Decklage $B_p = E_p t_p^3 / 12$ lässt sich analog über

$$U_{BD} = 2 \cdot \frac{1}{2} B_p \left(\frac{\delta \mu}{\delta x} \right)^2 \quad (3.62)$$

ausdrücken und die Scherung des Kerns mit dem Schermodul G liefert einen Beitrag von

$$U_{SK} = \frac{1}{2} G d \mu^2. \quad (3.63)$$

Der Wert der kinetischen Energie der vertikalen Bewegung entlang der y-Achse ist

$$T_V = \frac{1}{2} m \left(\frac{\delta \psi}{\delta t} \right)^2 \quad (3.64)$$

und die kinetische Energie mit dem Flächenträgheitsmoment I_y des Paneels aufgrund der Rotation wird über

$$T_R = \frac{1}{2} I_y \left(\frac{\delta \chi}{\delta t} \right)^2 \quad (3.65)$$

ausgedrückt.

Mit der Breite b der Platte und den Energien ergibt sich 3.60 zu

$$b \cdot \delta \int \int dx dt [U_{BP} + U_{BD} + U_{SK} - T_V - T_R] = 0. \quad (3.66)$$

Mit 3.59 lässt sich der Scherwinkel als $\mu = \partial \psi / \partial x - \chi$ schreiben und 3.66 wird

$$\delta \int \int \frac{dx dt}{2} \left\{ B \left(\frac{\partial \chi}{\partial x} \right)^2 + 2B_p \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial \chi}{\partial x} \right)^2 + Gd \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - \chi \right)^2 - \mu \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 - I_p \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} \right)^2 \right\} = 0. \quad (3.67)$$

Nach partieller Integration und Differenziation erhält man schließlich die Wellengleichung für ein Sandwichpaneel unter Vernachlässigung des Flächenträgheitsmomentes

$$2B_p \frac{\partial^6 \psi}{\partial x^6} + \left(\frac{B_P + 2B_p}{B_P} \right) \mu \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial t^2} - Gd \left(\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + \frac{\mu}{B_P} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \right) = 0. \quad (3.68)$$

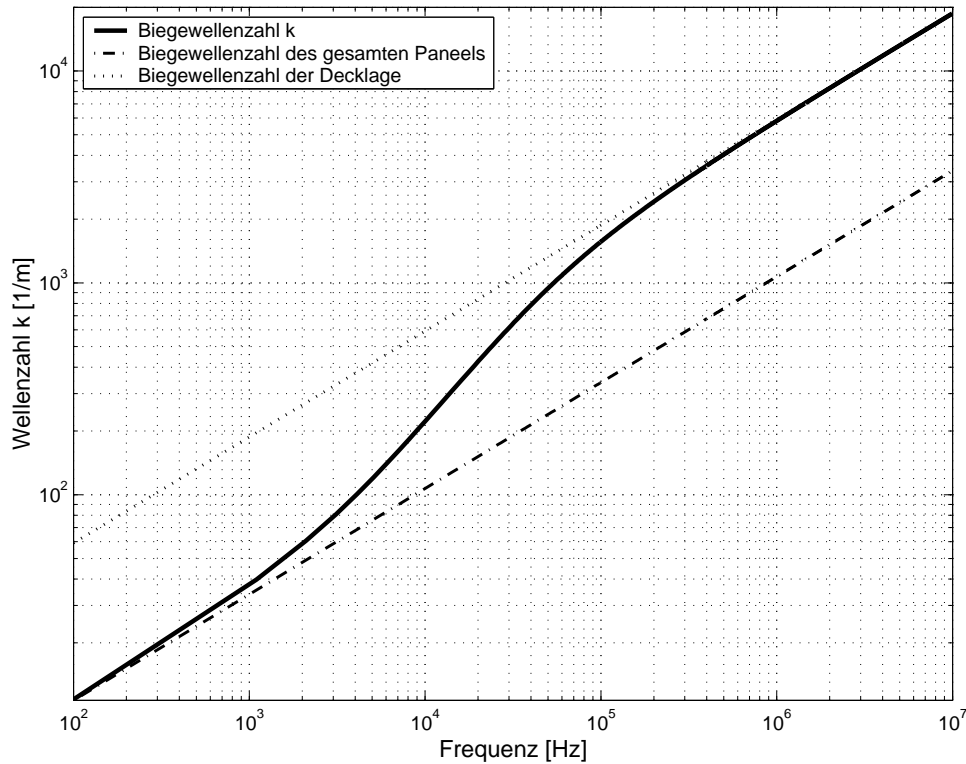
Unter der Annahme $\psi \sim \exp(i(\omega t - k_x x))$ wird aus der Bewegungsgleichung der Sandwichplatte unter Vernachlässigung des Flächenträgheitsmomentes schließlich

$$-2B_p k_x^6 + \mu \omega^2 k_x^2 + \frac{2B_p \mu}{B_P} \omega^2 k_x^2 - Gd k_x^4 + \frac{Gd \mu}{B_P} \omega^2 = 0. \quad (3.69)$$

Sie besitzt die Lösungen $k_x = \pm k_1, \pm i k_2, \pm i k_3$ mit den Realteilen k_1, k_2 und k_3 . Um diese Absolutwerte zu erhalten, muss die Gl. 3.69 numerisch gelöst werden.

An der Lösung für k_1 zeigt sich, dass die Biegewellenzahl im unteren Frequenzbereich der des gesamten Verbundes entspricht und sich nach einem Übergang im höheren Frequenzbereich der Wellenzahl der Biegewellen einer einzelnen Decklage asymptotisch annähert (Abb.3.8).

Im niedrigen Frequenzbereich wird die Asymptote der Biegewellengeschwindigkeit c_B des gesamten Paneels durch die Steifigkeit des Kerns bestimmt

Abbildung 3.8: Biegewellenzahl k_B eines generischen Sandwichpaneels

$$c_B = \sqrt{2\pi f} \sqrt[4]{\frac{B_P}{m}}. \quad (3.70)$$

Bei sehr hohen Frequenzen beginnen die Decklagen abhängig von ihrer eigenen Biegesteifigkeit getrennt voneinander um ihre eigenen neutralen Achsen zu schwingen und die Geschwindigkeit der Biegewellen beträgt mit der Biegesteifigkeit der Decklage B_p und den Flächenmassen einer Decklage m_p und des Kerns m_c

$$c_{Bf} = \sqrt{2\pi f} \sqrt[4]{\frac{B_p}{m_p + m_w/2}}. \quad (3.71)$$

Der Übergang von den niedrigen zu den hohen Frequenzen wird durch Scherwellen bestimmt, die von der Schersteifigkeit des Kerns abhängen:

$$c_s = \sqrt{\frac{Gh}{m}} \quad (3.72)$$

$h = d + t_p$ beschreibt hierbei die gesamte Dicke des Verbundes.

3.2.5 Schalldurchgang durch Verbundstrukturen

Im Vergleich zu homogenen Werkstoffen unterscheidet sich der Schalldurchgang, der bereits in Kap. 3.2.3 anhand einer isotropen Platte erläutert wurde, von Sandwich-Bauteilen durch das unterschiedliche Verhalten der vorkommenden Biegewellen (Kap. 3.2.4) erheblich. Durch ihren mehrschichtigen Aufbau mit zwei Decklagen und einem Kern in der Mitte, der als Abstandhalter der Decklagen dient, wird die Steifigkeit der Platte gewichtsoptimiert erhöht und das Schalldämmmaß entscheidend beeinflusst.

Das Verhalten eines Sandwichpaneels kann für den Fall einer symmetrischen Platte mit identischen Deckschichten und einem homogenen Kernmaterial durch eine entkoppelte Überlagerung symmetrischer und antisymmetrischer Bewegungen charakterisiert werden [21]. Dabei wirkt auf die Ober- und Unterseite des Paneels ein Druck mit der Kräfteverteilung $f = \tilde{f} \exp(i(kx - \omega t))$ und die Geschwindigkeitsverteilung an den Deckschichten ist durch $w = \tilde{w} \exp(i(kx - \omega t))$ bestimmt [22] :

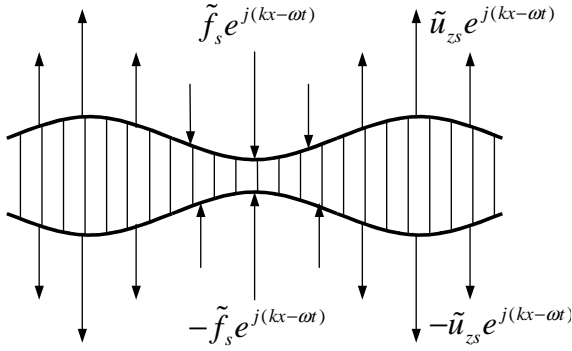


Abbildung 3.9: symmetrische Bewegung des SW-Paneels

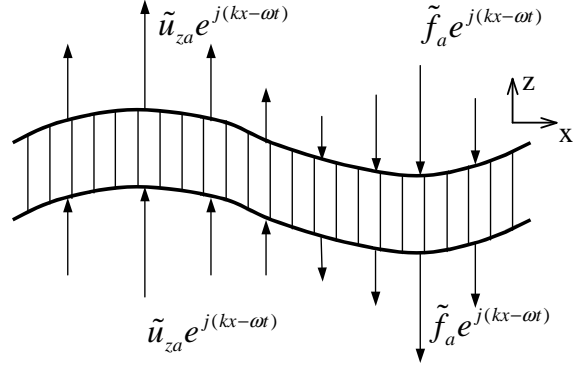


Abbildung 3.10: antisymmetrische Bewegung des SW-Paneels

Im Fall einer symmetrischen Mode wird der Kern gedehnt oder gestaucht, bei einer antisymmetrischen Mode wird er auf Biegung beansprucht und sein Schubmodul ist die bestimmende Größe.

Der gesamte auf das Paneel herrschende Druck wird im Fall der symmetrischen und antisymmetrischen Bewegung über

$$p_s = (p_1 + p_2)/2, \quad p_a = (p_1 - p_2)/2 \quad (3.73)$$

beschrieben, ebenso die senkrechten und in Plattenebene verlaufenden Bewegungen

$$u_{xs} = (u_{x1} + u_{x2})/2, \quad u_{xa} = (u_{x1} - u_{x2})/2 \quad (3.74)$$

$$u_{zs} = (u_{z1} - u_{z2})/2, \quad u_{za} = (u_{z1} + u_{z2})/2. \quad (3.75)$$

Die Impedanz der Platte wird in diesem Fall durch das Amplitudenverhältnis des Drucks an der Oberfläche und durch die Geschwindigkeiten bei den unterschiedlichen Bewegungen bestimmt

$$\begin{Bmatrix} -P_s \\ -P_a \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Z_s & 0 \\ 0 & Z_a \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{zs} \\ u_{za} \end{Bmatrix}. \quad (3.76)$$

Wie bereits in Kapitel 3.2.3 wird auch in diesem Fall der Transmissionskoeffizient als Verhältnis der einfallenden zu den übertragenen Intensitäten definiert [21]

$$\tau(\theta, \phi) = |I_{trans}/I_{inc}|^2 = \left| \frac{(\rho_0 c_0 / \cos \theta) (Z_s - Z_a)}{(Z_s + \rho_0 c_0 / \cos \theta) (Z_a + \rho_0 c_0 / \cos \theta)} \right|^2 \quad (3.77)$$

und das Schalldämmmaß mit diffusem Schalleinfall $\bar{\tau}$ als

$$R = -10 \log_{10}(\bar{\tau}) \text{ dB}. \quad (3.78)$$

Bereits daran lassen sich einige Besonderheiten des Schalldämmungsvermögens von Verbundplatten zeigen. Wird abhängig von der Einfallrichtung oder der Frequenz die Impedanz $Z_a \wedge Z_s = 0$, so wird die Impedanz der einfallenden Welle $Z_a = 0$ und es folgt

$$\tau(\theta, \phi) = |Z_s / (Z_s + \rho_0 c_0 / \cos \phi)|^2 \quad (3.79)$$

und unter der Bedingung $Z_s > \rho_0 c_0 / \cos \phi$

$$\tau(\theta, \phi) \cong 1. \quad (3.80)$$

Dieser Fall der Koinzidenz des Sandwichpaneels sorgt für einen Einbruch der Schalldämmung und tritt ein, wenn die Wellengeschwindigkeit der einfallenden Schallwelle der Spurlwellengeschwindigkeit des Sandwichpaneels an der Oberfläche entspricht. Dies hängt somit nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Wellenzahl der Spurlwelle der akustisch angeregten Paneeloberfläche ab. Für den Fall eines Sandwichpaneels mit symmetrischen und antisymmetrischen Moden kann Koinzidenz in beiden Fällen auftreten und muss getrennt betrachtet werden.

Einen weiteren Einbruch des Schalldurchgangs erfährt das Sandwichpaneel durch die auf dem Abstand und die Masse der beiden Deckschichten basierende Doppelwandfrequenz. Unter Vernachlässigung der Kerneigenschaften erhält man für ein symmetrischen Paneel nach [17] in einer ersten Näherung die Doppelwandfrequenz

$$f_{dw} \cong \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\rho_0 c_0^2}{h_w}\right) \left(\frac{2 m_p}{m_p^2}\right)} \quad (3.81)$$

Sandwichplatten für Luftfahrtanwendungen besitzen typischerweise eine Flächenmasse der Deckschichten von $m_p = 0,5 \text{ kg/m}^2$ und einen Kernhöhe von $h_w = 4 \text{ mm}$. Die Doppelwandfrequenz hierfür beträgt $f_{dw} = 1387 \text{ Hz}$ und liegt somit in dem für die dB(A)-Bewertung kritischen Bereich. Durch Wahl eines geeigneten Kernmaterials, dessen Eigenschaften in Kapitel 7.1 näher betrachtet werden, besteht jedoch die Möglichkeit, diese Frequenz zu unkritischeren Frequenzen hin zu verschieben und so die Schallbelastung zu reduzieren.

Um den allgemeinen Verlauf der Schalldämmung aus 3.77 für ein Sandwichpaneel mit orthotropen Kerneigenschaften zu bestimmen, werden die Impedanzen aus der Bewegungsgleichung der Sandwichplatte 3.76 benötigt:

$$Z_s = -p_s / -j\omega \xi_s, \quad Z_a = -p_a / -j\omega \xi_a \quad (3.82)$$

ξ_s und ξ_a beschreiben die Verschiebungen in Richtung der Plattenebene und ψ_s und ψ_a diejenigen senkrecht dazu. Aus der über die Lagrange-Gleichung einer symmetrischen Bewegung mit einer harmonischen $\exp(-i\omega t)$ Zeitabhängigkeit hergeleiteten Beziehung [21] folgt

$$\{M_s\} \begin{Bmatrix} \xi_s \\ \psi_s \\ \zeta \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -p_s \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.83)$$

mit

$$\{M_s\} = \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{l} \frac{2E_{33}}{h_w} + \frac{E_{55}k^2h_w}{6} + \frac{E_{11}^{fs}k^4t_p^3}{3} \\ -\frac{\rho_c\omega^2h_w}{6} - m_p\omega^2 \left(1 + \frac{k^2t_p^2}{3}\right) \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} -E_{13}k - \frac{E_{11}^{fs}k^3t_p^2}{2} \\ + \frac{m_p\omega^2kt_p}{2} \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} -\frac{2E_{13}k}{\pi} - \frac{2E_{55}k}{\pi} \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{l} E_{11}^{fs}k^2t_p + \frac{E_{11}k^2L}{2} \\ -\frac{\rho_c\omega^2t_c}{2} - m_p\omega^2 \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} \frac{E_{11}k^2L}{\pi} + \frac{\rho_c\omega^2L}{\pi} \end{array} \right] \\ \left[\frac{E_{11}k^2h_w}{4} + \frac{E_{55}\pi^2}{4h_w} - \frac{\rho_c\omega^2h_w}{4} \right] \end{array} \right\} \quad (3.84)$$

Für den symmetrischen Fall und im Fall einer asymmetrischen Bewegung gilt

$$\{M_a\} \begin{Bmatrix} \xi_a \\ \psi_a \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -p_a \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.85)$$

mit

$$\{M_a\} = \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{l} \frac{E_{55}k^2h_w}{2} + \frac{E_{11}^{fs}k^4t_p^3}{3} \\ -\frac{\rho_c\omega^2t_c}{2} - m_p\omega^2 \left(1 + \frac{k^2t_p^2}{3}\right) \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} E_{55}k - \frac{E_{11}^{fs}k^3t_p^2}{2} \\ + \frac{m_p\omega^2kt_p}{2} \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{l} E_{11}^{fs}k^2t_p + \frac{E_{11}k^2h_w}{6} + \frac{2E_{55}}{h_w} \\ -\frac{\rho_c\omega^2h_w}{6} - m_p\omega^2 \end{array} \right] \end{array} \right\}. \quad (3.86)$$

E_{11} , E_{13} , E_3 und E_{55} beschreiben die Steifigkeiten des orthotropen Kernmaterials, t_c und ρ_c dessen Dicke und Dichte, t_p die Dicke und m_p die Flächenmasse der Deckschichten und k die Wellenzahl.

Das Schalldurchgangsverhalten eines Sandwichpaneels wird somit neben der Flächenmasse durch Koinzidenzeffekte bestimmt, die von den symmetrischen und antisymmetrischen Bewegungen der Deckschichten abhängig sind.

Die Koinzidenzeffekte treten bei einer symmetrischen Bewegung der Decklagen für den Fall einer Doppelwandresonanz auf, bei höheren Frequenzen durch die Biegewellenbewegung der einzelnen Deckschichten.

Bei antisymmetrischen Bewegungen kann die Biegeverformung des Paneels in drei Bereiche unterteilt werden. Bei niedrigen Frequenzen bestimmt die Steifigkeit des gesamten Paneels das Biegeverhalten, wohingegen im hohen Frequenzbereich die Steifigkeit einer einzelnen Decklage die entscheidende Größe ist. Der Übergangsbereich dieser beiden Frequenzbereiche wird durch die Schersteifigkeit des Kerns beherrscht.

Kapitel 4

Die Methode der statistischen Energieanalyse

Konventionelle Struktur- und Schwingungsanalyse, die auf der Methode der Finiten Elemente (FEM) beruht, beschreibt die Eigenschaften eines Systems wie Geometrie, Verbindungen der einzelnen Elemente untereinander und deren physikalischen Eigenschaften zusammen mit den aufgebrachten Kräften und den daraus resultierenden Verschiebungen. Als Lösung des Gesamtsystems ergibt sich dadurch meist eine Schwingungsantwort in verschiedenen Punkten hinsichtlich der Verschiebungen, Beschleunigungen oder Spannungen. Die Systemantwort wird dann zumeist in der Form von Eigenmoden visualisiert [23].

Die Modelabstraktion besteht darin, dass die Struktur in diskrete Elemente zerlegt wird. Hubschrauber stellen jedoch so komplexe Systeme dar, dass eine Lösung mittels FEM im hohen Frequenzbereich einen erheblichen Modellierungs- und Rechenaufwand bedeuten würde, dessen Kosten/Nutzen-Aufwand von der Industrie nicht zu vertreten ist. Zudem sind in diesem Gesamtsystem sehr viele Unregelmäßigkeiten vorhanden, die sich im Modell nicht exakt nachbilden lassen. Diese führen zusammen mit den zu untersuchenden hohen Frequenzen schon bei kleinen Veränderungen der Systemeigenschaften in der FEM zu Unsicherheiten, die eine genaue Auswertung nicht mehr zulassen und auch nicht mehr sinnvoll erscheinen lassen.

Diese Unsicherheiten zusammen mit dem hohen Rechenaufwand der FEM waren der Grund dafür, dass die nachfolgende akustische Analyse des Systems Hubschrauberzelle und -kabine mit Hilfe der Methode der statistischen Energieanalyse (SEA) durchgeführt wird.

Dieses Kapitel beschreibt daher die theoretischen Grundlagen der SEA, deren Anwendung auf den Hubschrauber in Kapitel 6 erfolgt.

Die SEA wurde Anfang 1960 zum ersten Mal eingesetzt, um vibroakustische Probleme in der Luftfahrt zu lösen. Heutzutage ist sie die meistverwendete energiebasierte Methode zur Analyse von Schwingungsproblemen. Der Grundgedanke der SEA besteht darin, eine Struktur in Subsysteme aufzuteilen, die Energien speichern und untereinander austauschen können.

Sie beschreibt die Wellenausbreitung in diesen miteinander gekoppelten Systemen in Analogie zur Thermodynamik als Austausch von Energie- und Leistungsgrößen. Voraussetzung für eine statistische Betrachtung ist in diesem Fall, dass alle Ausbreitungsrichtungen im Frequenzmittel gleich sind und alle resonanzfähigen Moden im Mittel gleich stark angeregt werden.

Statistisch bedeutet hierbei, dass die beteiligten Variablen aus einer statistischen Menge stammen und die Ergebnisse somit Erwartungswerte im Sinne des Ensemblemittelwer-

tes sind. Energie ist die untersuchte Größe im System und der Begriff Analyse zeigt nach Lyon, dass die SEA mehr ein genereller Ansatz als eine bestimmte Technik ist [24].

4.1 Grundannahmen der SEA

Die SEA dient somit einer theoretischen Abschätzung des dynamischen Verhaltens, der Schwingungsantworten und der Schallabstrahlung von komplexen und resonanten Strukturen.

Anregungen werden als in das System fließende Leistung, Schwingungszustände als Vibrationsenergie der beteiligten Systeme und die Kopplung zwischen den Subsystemen als Energieflüsse beschrieben. Dies lässt sich in einem ersten Schritt über ein Wasserflussmodell veranschaulichen. Es zeigt zwei Becken, die miteinander verbunden sind, und in die Wasser ein- und abfließen kann:

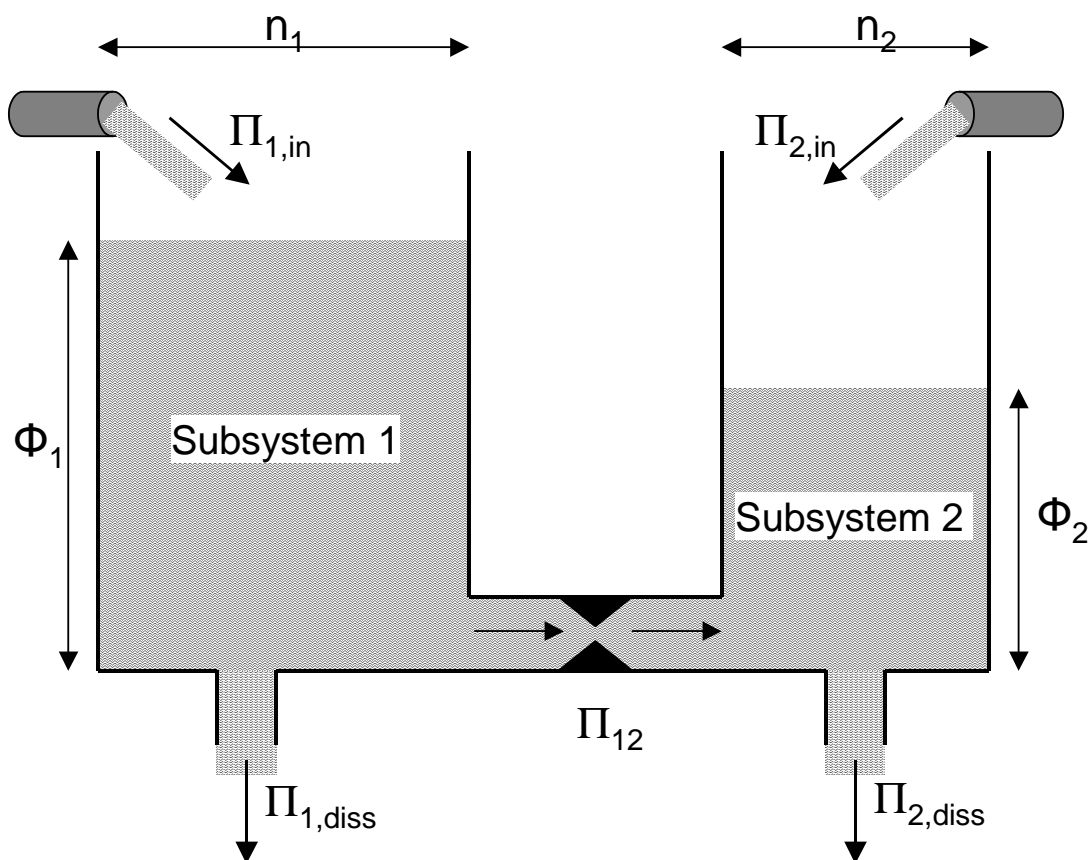


Abbildung 4.1: Wasserflussmodell als Analogie der SEA

Die Breite n_i der Behälter beschreibt hierbei die Modendichte der einzelnen Systeme und somit deren Fähigkeit eine gewisse Menge an Energie zu speichern. Das in den Behältern enthaltene Wasser entspricht der gespeicherten Energie und die Wasserstandshöhe Φ_i entspricht der berechneten Engineering Größe wie zum Beispiel dem Schalldruckpegel. Die ein- und abfließenden Ströme Π_i stellen die Leistungsgrößen dar und Π_{12} beschreibt den Leistungsfluss der beiden Systeme untereinander. Das Modell veranschaulicht auch, dass bei einem großen Leistungsfluss Π_{12} , der einer starken Kopplung der beiden Systeme untereinander entspricht, sich in beiden Behältern sofort der gleiche Pegel einstellen würde, was der Forderung nach einer schwachen Kopplung der beiden Systeme widerspricht, auf die im Nachfolgenden näher eingegangen wird.

Die Anregung der einzelnen Systeme in der SEA erfolgt hierbei breitbandig durch unkorrelierte Kräfte, die statistisch voneinander unabhängig sind, wodurch sich diese auch linear addieren lassen.

Erfolgt diese stationär, lässt sich das schallharte Schallfeld als Summe der resonanten Moden beschreiben, welche durch die Überlagerung der reflektierten Wellen entstehen. Je größer der Anteil dieser Moden am widerhallenden Schallfeld eines System ist, desto mehr unterschiedliche Wellenausbreitungsrichtungen sind vorhanden.

Eine weitere Annahme der SEA ist hierbei, dass die Energie in jedem System gleichmäßig auf diese einzelnen, bei unterschiedlichen Frequenzen vorhandenen, Schwingungsmoden verteilt ist.

Damit die Energie in Form von Schallwellen das System zudem gut und gleichmäßig anregen kann, darf dieses nicht zu stark gedämpft sein, sondern muss für den Fall der Raumakustik auch möglichst schallharte Eigenschaften besitzen, so dass die Schallwellen möglichst oft in alle Richtungen reflektiert werden können [23].

Diese Systeme sind über Verknüpfungen mit linearen und konservativen Eigenschaften miteinander verbunden und der Energiefluss findet zudem zwischen Systemen statt, die im betrachteten Frequenzband Resonanzen haben. Er ist abhängig von dem zwischen zwei Subsystemen vorherrschendem Energieunterschied. Hierbei gilt die Voraussetzung einer schwachen Kopplung der Systeme untereinander, die beinhaltet, dass sich deren Eigenschaften nicht verändern wenn diese miteinander verbunden werden. Des Weiteren ist das Reziprozitätsprinzip auf die unterschiedlichen Subsysteme anwendbar. [16]

Innerhalb der Systeme erfolgt der Energieaustausch hauptsächlich zwischen resonant angeregten Moden, der im folgenden Kapitel in einem ersten Schritt durch zwei miteinander gekoppelte Resonatoren beschrieben wird. Eine weitere Annahme der SEA ist hierbei, dass die gesamte modale Energie eines Systems auf diese Moden gleichmäßig aufgeteilt ist. Auch ist der Dämpfungsfaktor für alle Moden innerhalb eines Systems pro betrachtetem Frequenzband identisch.

Die SEA beschreibt mit ihrem theoretischen Modell folglich das durchschnittliche Antwortverhalten einer Gruppe von Systemen, die zwar ähnlich sind, sich aber im Detail unterscheiden, und beinhaltet somit bereits einen Unsicherheitsfaktor. Der deterministische Ansatz, wie er beispielsweise mit der FEM verfolgt wird, wird somit vereinfacht.

Eine weitere Simplifizierung geschieht über eine zeitliche Mittelung, indem die Anregung als stationär angenommen wird. Zusätzlich wird der Mittelwert über bestimmte Frequenzbänder gebildet, was den Rechenaufwand ebenfalls erheblich reduziert.

Die SEA bietet weiterhin den Vorteil, dass das Leistungs-Energie-Verhältnis weniger sensibel gegenüber Parameterschwankungen ist und die Energiemengen leichter gemittelt werden können und auch das eigentliche Ziel der Analysen, der Schalldruckpegel (Sound Pressure Level / SPL), kann als Energiedichte gedeutet und somit direkt aus den Ergebnissen abgeleitet werden. [25]

Wie bereits erwähnt, ist das Gesamtsystem in kleinere Subsysteme unterteilt, die aus akustisch ähnlichen Bereichen bestehen, wie zum Beispiel Platten, Kavitäten oder Balken. All diese Subsysteme können miteinander verknüpft sein, wodurch sich für die mathematische Beschreibung ein System gekoppelter linearer Gleichungen ergibt. Diese Gleichungen beschreiben die Leistungsbilanz für jedes einzelne Subsystem und werden im Weiteren näher erläutert.

4.2 Das Oszillatormodell als Grundlage der SEA

Da die SEA dazu dient Energieflüsse zwischen verschiedenen Systemen zu untersuchen, wird zu Beginn ein System aus zwei gekoppelten Resonatoren betrachtet, um die Energieflüsse zwischen diesen näher zu betrachten. Dieses erfüllt zwar nicht die Bedingungen der SEA, es lässt sich aber sehr gut dazu verwenden, die prinzipiellen Ideen und Verfahren zu beschreiben. Ein Resonator, der durch eine Punktkraft angeregt diese zugeführte Energie speichern kann, repräsentiert hierbei eine Eigenschwingung des betrachteten Systems [26] [19].

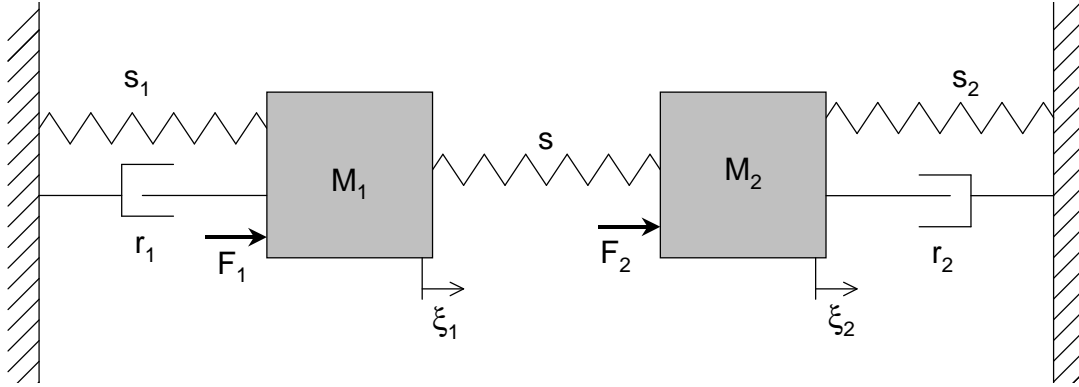


Abbildung 4.2: System zweier gekoppelter Resonatoren

Das gekoppelte System besteht aus den beiden Massen M_1 und M_2 mit den dazu gehörigen Federn mit den Steifigkeiten s_1 und s_2 und den Dämpfern r_1 und r_2 . Zusätzlich sind die beiden Massen über eine Feder s verlustfrei miteinander verbunden. Aus dem Kräftegleichgewicht an den beiden Massen folgen die Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\xi}_1 + r_1 \dot{\xi}_1 + (s_1 + s)\xi_1 - s\xi_2 &= F_1 \\ -s\xi_1 + m_2 \ddot{\xi}_2 + r_2 \dot{\xi}_2 + (s_2 + s)\xi_2 &= F_2. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Im Fall einer rein harmonischen Bewegung $F(t) = F \cdot \sin(\omega t)$ führt dies mit $v_1 = -i\omega\xi$ zu

$$\begin{aligned} v_1 &= -i\omega\xi_1 = \frac{i\omega}{m_1 m_2 K(\omega)} [m_2(\omega^2 + 2i\omega\delta_2 - \omega_2^2)F_1 + sF_2] \\ v_2 &= -i\omega\xi_2 = \frac{-i\omega}{m_1 m_2 K(\omega)} [sF_1 + m_1(\omega^2 + 2i\omega\delta_1 - \omega_1^2)] \end{aligned} \quad (4.2)$$

$K(\omega) = \omega^4 + 2i\omega^3(\delta_1 + \delta_2) - \omega^2(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\delta_1\delta_2) - 2i\omega(\delta_1\omega_2^2 + \delta_2\omega_1^2) + \omega_1^2\omega_2^2 - s^2/m_1m_2$ mit den Resonanzkreisfrequenzen ω und Abklingkonstanten δ der Oszillatoren, wenn der andere jeweils festgehalten wird:

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= (s_1 + s)/m_1 & \omega_2^2 &= (s_2 + s)/m_2 \\ \delta_1 &= r_1/2m_1 & \delta_2 &= r_2/2m_2. \end{aligned}$$

Die auf die Feder s wirkende Kraft lässt sich folglich durch

$$F = \frac{s}{-i\omega}(v_1 - v_2) \quad (4.3)$$

ausdrücken und der Energiefluss durch das Verbindungselement Feder durch

$$\begin{aligned} P_{12} &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ F v_2^* \} = \frac{s}{2} \text{Re} \left\{ \frac{v_1 v_2^*}{-i\omega} - \frac{|v_2|^2}{-i\omega} \right\} = \frac{s}{2} \text{Re} \left\{ \frac{v_1 v_2^*}{-i\omega} \right\} \\ P_{21} &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ -F v_1^* \} = \frac{-s}{2} \text{Re} \left\{ \frac{|v_1|^2}{-i\omega} + \frac{v_1^* v_2}{-i\omega} \right\} = \frac{s}{2} \text{Re} \left\{ \frac{v_1^* v_2}{-i\omega} \right\} = -P_{12} \end{aligned} \quad (4.4)$$

beschreiben.

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left\{ \frac{v_1 v_2^*}{-i} \right\} &= |v_1 v_2| \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{-i} e^{i(\phi_1 - \phi_2)} \right\} = -|v_1 v_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \\ \operatorname{Re} \left\{ \frac{v_1^* v_2}{-i} \right\} &= |v_1 v_2| \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{-i} e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} \right\} = |v_1 v_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Der Zusammenhang $P_{12} = P_{21}$ aus 4.4 gibt die Tatsache wieder, dass es sich bei der Feder um ein verlustfreies Verbindungselement handelt und die Energieflüsse in beide Richtungen identisch sind.

Gleichung 4.2 in 4.4 eingesetzt ergibt für den Energiefluss

$$\Pi_{12} = \frac{\omega^2 s^2}{m_1^2 m_2^2 |K(\omega)|^2} \left[m_2 \delta_2 |F_1|^2 - m_1 \delta_1 |F_2|^2 + \alpha F_1 F_2 \right]. \quad (4.6)$$

Nimmt man nun für die unkorrelierten Anregungen F_1 und F_2 weißes Rauschen mit der Bandbreite $\delta\omega$ an, verschwindet der Term $\overline{F_1 F_2}$. Für die durchschnittlichen übertragene Leistung pro Frequenzband erhält man durch die Integration von 4.6 über ω

$$\overline{\Pi_{12}} = \frac{\pi}{2\Delta\omega} \left[\frac{|F_1|^2}{m_1 \delta_1} - \frac{|F_2|^2}{m_2 \delta_2} \right] \frac{(\delta_1 + \delta_2) s^2}{m_1 m_2 J} \quad (4.7)$$

mit

$$J = (\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 \omega_2^2 + \delta_2 \omega_1^2) + (\delta_1 + \delta_2) s^2 / m_1 m_2 \delta_1 \delta_2.$$

4.7 beinhaltet mit $|F_1|^2$ und $|F_2|^2$ die mittleren Leistungsdichten der Kräfte in dem Frequenzband $\delta\omega$, das alle Resonanzfrequenzen enthält.

Um die durchschnittlichen kinetischen Energien $\overline{T_1} = \frac{1}{2} m_1 \overline{v_1^2}$ und $\overline{T_2} = \frac{1}{2} m_2 \overline{v_2^2}$ in den beiden Oszillatoren pro Frequenz zu erhalten, muss nach 4.2 wieder $1/|K(\omega)|^2$ integriert werden und man erhält

$$\frac{1}{2} \left[m_1 |v_1|^2 - m_2 |v_2|^2 \right] = \frac{\pi}{2\Delta\omega} \left[\frac{|F_1|^2}{m_1 \delta_1} - \frac{|F_2|^2}{m_2 \delta_2} \right] C$$

mit

$$C = \frac{(\omega_1^2 - \omega_2^2) + (\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 \omega_2^2 + \delta_2 \omega_1^2)}{2J}. \quad (4.8)$$

Somit erhält man für den Energiefluss zwischen den Resonatoren:

$$\overline{P_{12}} = \beta \left(\frac{m_1 \overline{v_1^2}}{2} - \frac{m_2 \overline{v_2^2}}{2} \right). \quad (4.9)$$

Diese Formulierung zeigt schließlich, dass der über die Frequenz gemittelte Energiefluss zwischen den beiden gekoppelten Systemen proportional zum Unterschied der mittleren kinetischen Energien ist. Die zahlreichen Eigenschwingungen eines Systems können somit bei breitbandiger Anregung als eine Reihe unabhängiger einzelner Feder-Masse-Resonatoren gedeutet werden, deren einzeln aufgenommenen Leistungen sich zur Gesamtleistung des Systems aufaddieren lassen.

Den Proportionalitätsfaktor β erhält man aus einem Vergleich zwischen 4.8 und :

$$\beta = \frac{2}{m_1 m_2} \frac{s^2 (\delta_1 + \delta_2)}{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + (\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 \omega_2^2 + \delta_2 \omega_1^2)}. \quad (4.10)$$

Er ist somit abhängig von der Funktion des Federelements, hier der Federsteifigkeit s , von den Dämpfungsgrößen und hauptsächlich von dem Abstand $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ der Resonanzfrequenzen. Gleichung 4.9 lässt weiterhin die Analogie zur Wärmetransportgleichung der Thermodynamik erkennen, mit dem Äquivalent der Energie im Resonator zur Temperatur des Systems und des Energieflusses zum Wärmefluss.

4.3 Der Energieansatz bei Mehrkörpersystemen

Mit der Grundlage der Energieübertragung und Addition der Energien einzelner Resonanzen anhand des Oszillatormodells erfolgt nun die Betrachtung in Energie- und Leistungsgrößen, da die Kopplung von Räumen in der statistischen Raumakustik sehr gut in Anlehnung an 4.1 als Energieflüsse von Mehrkörpersystemen gedeutet werden können. Voraussetzung hierfür ist, dass im Frequenzmittel alle Moden im Mittel gleich angeregt werden und die Ausbreitung der Wellen in alle Richtungen gleich wahrscheinlich ist.

Ausgegangen wird von einem einzelnen System, welches angeregt wird. Dieses wird in der SEA durch eine in das System i eingebrachte Leistung P_i dargestellt [19].

Für den Fall des Luftschalls lässt sich diese von einer Schallquelle in einen Raum abgestrahlte Leistung durch

$$P = \frac{\overline{p^2}}{\rho c} \frac{S}{4} = \rho \overline{v^2} V \frac{13,8}{T} = m \overline{v^2} \omega \eta \quad (4.11)$$

beschreiben. p^2 ist das mittlere Schalldruckquadrat und $v^2 = p^2/\rho^2 c^2$ das mittlere Schallschnellequadrat, beide jeweils zeitlich und räumlich gemittelt. V ist das Volumen und M ist die Masse des Systems. η bezeichnet den Verlustfaktor des Systems, und lässt sich bei Volumina beispielsweise mit Hilfe der Nachhallzeit T über $\eta = 2,2/(f T)$ ermitteln. Eine wichtige Voraussetzung für die statistische Betrachtung neben niedrigen Energieverlusten ist hierbei, dass die Voraussetzung $V > \lambda^3$ erfüllt ist, um eine hohe Frequenzmischung und Modendichte im betrachteten Raum zu ermöglichen.

Diese Annahmen lassen sich unter der Voraussetzung, dass die Dimensionen des untersuchten Körpers größer als eine Wellenlänge sind, auch auf den Körperschall übertragen

$$P = m \overline{v^2} \omega \eta. \quad (4.12)$$

Für die in einen Festkörper durch eine breitbandige Punktkraft eingeleitete Schalleistung gilt

$$P = F_{eff}^2 Re \{1/Z_\infty\} = F_{eff}^2 A_R = m \omega \overline{v^2} \eta. \quad (4.13)$$

Z_∞ ist die Punktimpedanz der Struktur und A_R der sich daraus ergebende Realteil der Punktadmittanz. Die Leistungsübertragung ist im eingeschwungenen Zustand also unabhängig von Form, Art und Größe der Struktur, solange diese eine Mindestgröße überschreitet.

Die eingeleitete Schalleistung befindet sich im eingeschwungenem System im Gleichgewicht mit der Vibrationsenergie E_i und der Verlustleistung $\Pi_i = \omega \eta_1 E_i$, die je nach den dynamischen Eigenschaften des Systems in unterschiedlichen Frequenzbändern unterschiedliche Werte besitzen können. Der Einfachheit halber wird nachfolgend jedoch nur von einer einzigen Frequenz ausgegangen. Diese repräsentiert in den meisten praktischen Fällen die Mittenfrequenz eines bestimmten Frequenzbandes.

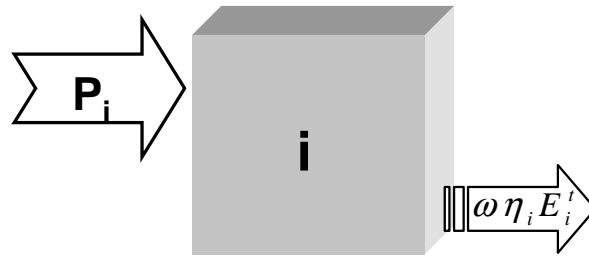


Abbildung 4.3: Energiegleichgewicht im System i

Der Dämpfungs- oder auch Eigenverlustfaktor η_i (DLF = damping loss factor) lässt sich nach A.2 je nach Systemtyp auf unterschiedliche Weise bestimmen und beinhaltet unter anderem auch den Absorptionsgrad α , der das Verhältnis von absorbierte zu einfallender Energie angibt.

Wird dieses System nun um ein zusätzliches erweitert und mit diesem gekoppelt, ergeben sich weitere Koeffizienten und die Energiebilanz dieser beiden Systeme, die im folgenden Verlauf noch zur SEA-Gleichung vergrößert wird.

Neu hinzugekommen sind in diesem Fall die Kopplungsverlustfaktoren η_{ij} (coupling loss factors / CLF), die den Energieaustausch der Systeme untereinander beschreiben.

Die Leistungsbilanz des Systems 1 aus Abb. 4.4 unter der Nebenbedingung $P_{1in} = P_{1out}$ lautet

$$P_1 + \omega\eta_{21}E_2^t = \omega\eta_1E_1^t + \omega\eta_{12}E_1^t \quad (4.14)$$

oder für den Fall einer Anregung durch eine Punktkraft

$$F_{1eff}^2 A_{R1} + \omega\eta_{21}E_2^t = \omega\eta_1E_1^t + \omega\eta_{12}E_1^t. \quad (4.15)$$

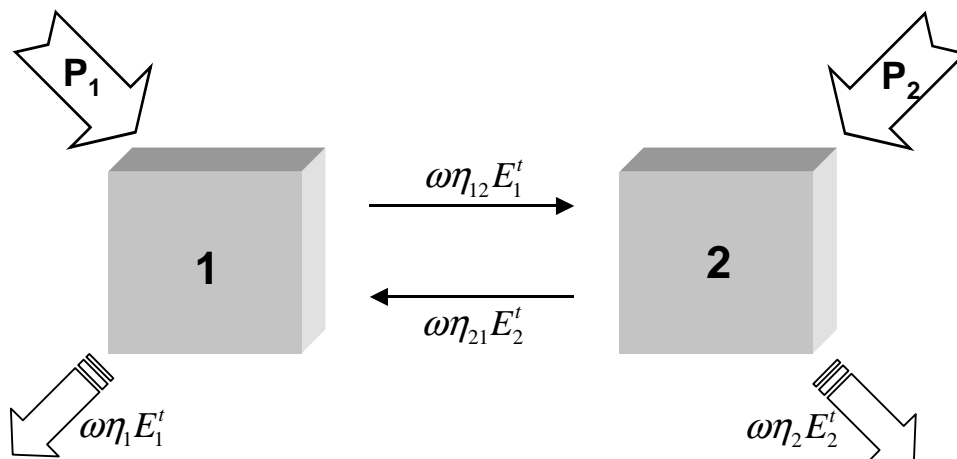


Abbildung 4.4: Energieflüsse zwischen zwei gekoppelten Systemen

Verhalten sich die beiden Systeme linear, so sind die transportierten Leistungen proportional zu den Energien und somit auch zu den mittleren Schnellequadraten, somit gilt

$$P_{12} = \omega\eta_{12}E_1^t = c_{12}\overline{v_1^2} \quad P_{21} = \omega\eta_{21}E_2^t = c_{21}\overline{v_2^2} \quad (4.16)$$

und es folgt aus 4.15

$$\frac{F_{1eff}^2}{v_2^2} = \frac{m_1\omega m_2\omega\eta_1\eta_2 + c_{12}m_2\omega\eta_2 + c_{21}m_1\omega\eta_1}{c_{12}A_{R2}}. \quad (4.17)$$

Wird die Energie durch eine Punktkraft nicht in System 1 sondern in System 2 eingeleitet ergibt sich analog zu 4.17

$$\frac{F_{2eff}^2}{v_1^2} = \frac{m_1\omega m_2\omega\eta_1\eta_2 + c_{12}m_2\omega\eta_2 + c_{21}m_1\omega\eta_1}{c_{12}A_{R1}}. \quad (4.18)$$

Nach dem Reziprozitätsprinzip liefert die Vertauschung von Angriffsort und Schnelle einer Punktkraft und Messort der Schnelle das jeweils identische Verhältnis F/v . Das Gleichsetzen von 4.17 und 4.18 liefert somit mit der Anzahl ΔN der Schwingungsmoden in den beiden Systemen die wichtige Reziprozitätsbeziehung:

$$c_{21}A_{R2} = c_{12}A_{R1} \quad \frac{c_{21}}{c_{12}} = \frac{\Delta N_1}{m_1} \frac{m_2}{\Delta N_2}. \quad (4.19)$$

Für den Fall der Leistungsbilanz lässt sich die Reziprozität durch

$$N_1\eta_{12} = N_2\eta_{21} \quad (4.20)$$

beschreiben.

Der Nettoleistungstransport W_{12} beschreibt die Differenz der übertragenen Leistungen

$$\overline{W_{12}} = P_{21} - P_{12} = c_{12}\overline{v_{1eff}^2} - c_{21}\overline{v_{2eff}^2} = c_{12}\frac{\Delta N_1}{m_1} \left(\frac{m_1\overline{v_{1eff}^2}}{\Delta N_1} - \frac{m_2\overline{v_{2eff}^2}}{\Delta N_2} \right). \quad (4.21)$$

Mit den in beiden Systemen enthaltenen Energien $E_k = m_k\overline{v_{keff}^2}$ ergibt sich für den durchschnittlichen Energiefluss zwischen den beiden Systemen

$$\overline{W_{12}} = c_{12}\frac{\Delta N_1}{m_1} \left(\frac{E_1}{\Delta N_1} - \frac{E_2}{\Delta N_2} \right). \quad (4.22)$$

Dies zeigt, dass der Energietransport unter den statistischen Voraussetzungen proportional zur Energiedifferenz ΔE pro Mode ist.

Erweitert man nun dieses System aus Abb. 4.4 auf k Subsysteme, die untereinander alle verknüpft sind, so lässt sich mit 4.14 folgendes Gleichungssystem aufstellen:

$$\omega \begin{bmatrix} \left(\eta_1 + \sum_{i \neq 1} \eta_{1i} \right) & -\eta_{12} & \dots & -\eta_{1k} \\ -\eta_{21} & \left(\eta_2 + \sum_{i \neq 2} \eta_{2i} \right) & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\eta_{k2} & \dots & \dots & \left(\eta_k + \sum_{i \neq k} \eta_{ki} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ \dots \\ \dots \\ E_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_1 \\ \dots \\ \dots \\ P_k \end{bmatrix}. \quad (4.23)$$

Auch hier werden wie in der Reziprozitätsbeziehung 4.19 die Terme noch mit den jeweiligen Modendichten n_i gewichtet, wodurch die Gesamtenergien E_k der einzelnen Systeme zu den modalen Energien E_k/n_k umgewandelt werden, um die statistischen Voraussetzungen der SEA aus Kapitel 4.1 einzuhalten:

$$\omega \begin{bmatrix} \left(\eta_1 + \sum_{i \neq 1} \eta_{1i} \right) n_1 & -\eta_{12} n_1 & \dots & -\eta_{1k} n_1 \\ -\eta_{21} n_2 & \left(\eta_2 + \sum_{i \neq 2} \eta_{2i} \right) n_2 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\eta_{k2} n_k & \dots & \dots & \left(\eta_k + \sum_{i \neq k} \eta_{ki} \right) n_k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{E_1}{n_1} \\ \dots \\ \dots \\ \frac{E_k}{n_k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_1 \\ \dots \\ \dots \\ P_k \end{bmatrix}. \quad (4.24)$$

Für die Matrix dieser Gleichung, die auch als SEA-Matrix bezeichnet wird, gilt zudem die Reziprozitätsbedingung $n_i \eta_{ij} = n_j \eta_{ji}$.

Aufgrund der Reziprozitätsbedingung ist die Matrix symmetrisch und bei der Wahl passender Systeme und Kopplungsverlustfaktoren gut konditioniert, zudem enthält sie keinerlei Informationen über die Eigenfrequenzen oder Modenformen der beteiligten Systeme.

Gelöst wird dieses Gleichungssystem anschließend, indem nach dem Energievektor E_k aufgelöst wird und die entsprechenden Eingangsleistungen Π_i der einzelnen Subsysteme eingesetzt werden:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ \dots \\ \dots \\ E_k \end{bmatrix} = \frac{1}{\omega} \begin{bmatrix} \Pi_1 \\ \dots \\ \dots \\ \Pi_k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \left(\eta_1 + \sum_{i \neq 1} \eta_{1i} \right) n_1 & -\eta_{12} n_1 & \dots & -\eta_{1k} n_1 \\ -\eta_{21} n_2 & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\eta_{k2} n_k & \dots & \dots & \left(\eta_k + \sum_{i \neq k} \eta_{ki} \right) n_k \end{bmatrix}^{-1} \cdot [N_1 \dots n_k]. \quad (4.25)$$

So ergibt sich mit Kenntnis der Eingangsgrößen Π_i die Verteilung der Energie innerhalb der einzelnen Subsysteme.

4.4 Wichtige Größen der SEA

In den vorangegangenen Kapiteln hat sich bereits gezeigt, dass vier Größen bei der Berechnung der Energien und Energietransporte eine wichtige Rolle spielen. Dies sind Masse M , Modendichte n und Eigenverlustfaktoren η_i der einzelnen Systeme und die Kopplungsverlustfaktoren η_{ij} der Systeme untereinander.

Bei der Ermittlung dieser Größen wird zwischen der experimentellen und vorhersagenden SEA unterschieden.

Bei der experimentellen SEA wird in ein vorhandenes System in jedes einzelne Subsystem Energie eingeleitet und die sich in den restlichen Subsystemen einstellende Energie

gemessen. Durch Einsetzen in die Energiematrix und eine anschließende Inversion lassen sich im Anschluss die Kopplungs- und Dämpfungsfaktoren und die Haupttransferpfade bestimmen und das Gesamtsystem analysieren. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass sie nur an bereits bestehenden Modellen oder Konstruktionen zum Einsatz kommen kann [25].

Sollte das zu untersuchende Objekt nicht existieren oder die Messung nur sehr schwer durchzuführen sein kommt die vorhersagende SEA zum Einsatz. Bei der Methode müssen die Komponenten der SEA-Matrix theoretisch bestimmt werden. Dies ist auch beim Hubschrauber der Fall, da dessen komplexer Aufbau die exakte Messung einzelner Systeme unmöglich macht.

- Masse

Die Masse eines Subsystems bestimmt den Schalldurchgang über die nicht-resonanten massekontrollierten Pfade und hat somit einen großen Einfluss auf die an benachbarte Systeme weitergeleitete Energie. Über das Massegesetz lassen sich so bereits ohne genaue Detailkenntnisse des Subsystems erste qualitative Aussagen über die zu erwartenden akustischen Eigenschaften treffen. Die Masse ist ausserdem mit $E = \frac{1}{2}Mv^2$ ein wesentlicher bestimmender Faktor der Energiedichte in massebehafteten Subsystemen, wie zum Beispiel Platten. Im Modell ergibt sich die Masse eines Systems aus dem einfachen Zusammenhang über die bekannten Größen Volumen und Dichte. Zum Abgleich mit den konkreten Daten besteht die Möglichkeit einzelne Komponenten zu wiegen oder die Masse den Zeichnungsunterlagen zu entnehmen.

- Modendichten

Da die SEA auf der Annahme basiert, dass die Schwingungen einer Struktur oder eines Schallfeldes durch die resonanten Schwingungen vieler Moden beschrieben werden, über die auch die Energie übertragen wird, ist eine gewisse Anzahl von Moden notwendig, die breitbandig angeregt werden. Diese Modendichte der einzelnen Systeme ist der wichtigste Faktor der statistischen Energiebetrachtung. Akzeptiert man einen Fehler von 2-3dB pro Oktav- oder Terzband können drei oder mehr Moden ausreichend sein [26].

Die analytischen Berechnungsmethoden der Modendichten einfacher Systeme wie Volumina und homogener Platten sind zuverlässig und liefern gute Ergebnisse (A.1). Sie werden zudem durch Programme unterstützt, die zusätzlich noch deren Geometrie berücksichtigen und Krümmungen von Platten oder die Oberfläche und Kantenlänge von Volumina mit in die Berechnung einbeziehen. Um die Modendichte von strukturierten Bauteilen zu verifizieren besteht zudem die Möglichkeit der Modalanalyse, jedoch ist diese im hohen Frequenzbereich äußerst aufwändig. Da auch beim Hubschrauber der sehr komplexe Aufbau bereits einzelner Komponenten eine Modalanalyse unmöglich machte, musste auch hier auf die theoretische Berechnung zurückgegriffen werden.

- Eigenverlustfaktoren

Der Dämpfungs- oder auch Eigenverlustfaktor η_i (DLF = damping loss factor) ist neben der Modendichte N die bedeutendste Größe im SEA-Gleichungssystem. Er lässt sich je nach Systemtyp auf unterschiedliche Arten bestimmen, die im Anhang A.2 beschrieben werden.

Für Kavitäten ist der Absorptionsgrad α wichtig, der das Verhältnis von absorbierte zu einfallender Energie angibt. Der Absorptionsgrad in Volumina kann für diffusen Schalleinfall beispielsweise pro Frequenzband über die Nachhallzeit oder den SPL gemessen werden. Eine Mittelung über die bekannten Absorptionskoeffizienten nach Sabine der unterschiedlichen Flächen des Raumes ist außerdem möglich [27].

Daher wurden auch bei dem erstellten SEA-Modell für Festkörper Erfahrungswerte übernommen, die Absorption als bestimmendes Element des endgültigen Schalldruckpegels wurde aber im Interesse einer größtmöglichen Genauigkeit über Messwerte ermittelt. (s. Kapitel 6.4 und Anhang A.4.1)

Die Werte für Festkörper hingegen werden in der Regel aus Messreihen oder Simulationen übernommen und werden im Gegensatz zu denen eines Raumes oft über den gesamten Frequenzbereich als konstant angenommen. Da er eine bedeutende Rolle im Gleichungssystem spielt und seine Bestimmung nicht immer eindeutig ist, stellt er auch eine der größten Fehlerquellen für eine zuverlässige Analyse dar.

- Kopplungsverlustfaktoren

Die Kopplungsverlustfaktoren sind nur in der SEA vorkommende Größen und beschreiben die auf die Energiedichte bezogene Stärke der Kopplung zweier Systeme. Sie sollten in etwa Werte besitzen, die um Größenordnungen kleiner als die der Eigenverlustfaktoren ($\eta_{ij} \ll \eta_i$) sind und somit in der Regel Werte um 10^{-4} besitzen. Je nach Art und Eigenschaft der verknüpften Systeme, zum Beispiel Volumen-Volumen oder Platte-Volumen, werden diese wie die DLF auch auf unterschiedliche Weisen berechnet (A.3), können aber auch im Labor bestimmt werden. Im Modell wurden diese wegen der getroffenen Abstrahierungen der einzelnen Subsysteme nur theoretisch berechnet.

4.5 Einschränkungen der Methode

Durch die für eine statistische Betrachtungsweise der wechselwirkenden Systeme getroffenen Annahmen in Kapitel 4.1 ergeben sich für verschiedene Fälle auch Einschränkungen und Ausnahmen, bei denen die SEA keine zuverlässigen Ergebnisse liefert [16].

So muss beispielsweise beachtet werden, dass die in Kapitel 4.2 getroffenen Annahmen nur zwischen zwei einzelnen Resonatoren gelten, die jeweils eine Mode repräsentieren. In der SEA werden allerdings Energiebeziehungen zwischen kompletten Systemen, die multimodale Systeme beschreiben, betrachtet.

Hodges und Woodhouse zeigen in diesem Zusammenhang in [28], dass der gesamte Energiefluss zwischen einem Subsystem und dem restlichen System als die Summe der Energieunterschiede entkoppelter modaler Energien gedeutet werden kann. Diese modalen Energien sind Vibrationsenergien einzelner Subsysteme, die selbstständig schwingen, aber auch von externen Kräften angeregt werden. Diese entkoppelte modale Energie nicht extern angeregter Subsystem ist somit Null. Sie zeigen auch, dass der Energiefluss eine lineare Verknüpfung der Energien der blockierten resonanten Moden der miteinander verknüpften Untersysteme sind. Diese Voraussetzungen sind strenger als die Annahme des Flusses zwischen Systemen unterschiedlicher Energien, gestattet jedoch auch die Berücksichtigung von indirekt miteinander verbundenen Systemen. Hierfür ist allerdings eine genaue Kenntnis aller beteiligten Systeme notwendig, was jedoch nicht immer möglich ist.

Aus diesem Grund wird die SEA daher auch am geeignetsten bei schwach gekoppelten Systemen eingesetzt, bei denen keine indirekte oder nur eine schwache Verknüpfung vorkommt und gekoppelte und nicht gekoppelte Moden in etwa gleichberechtigt sind.

Diese wichtige Voraussetzung einer schwachen Kopplung der Systeme untereinander ($\eta_{ij} \ll \eta_i \wedge \eta_j$) beinhaltet, dass die in den Subsystemen gespeicherte Energie durch eine Verknüpfung dieser untereinander nicht maßgeblich verändert wird, da die internen Dämpfungsmechanismen gegenüber den Kopplungen dominieren [16]. Durch das Übergewicht der Dissipation der Energie in den einzelnen Subsystemen muss darauf geachtet werden, den Verlustfaktor η_i möglichst genau zu bestimmen, da dies das Endergebnis maßgeblich beeinflusst. Er ist direkt mit der Dämpfung des Systems verknüpft und muss in den allermeisten Fällen durch Experimente bestimmt werden. Die Dämpfung in den einzelnen Subsystemen darf jedoch auch nicht zu hoch sein, damit die Energie nicht im Ursprungssystem vernichtet wird.

Ein Beispiel eines schwach gekoppelten Systems ist eine mit einem Luftvolumen gekoppelte Platte. Bei diesem Modell besteht jedoch das Problem, dass eine Anregung durch Luftschall unterhalb der Grenzfrequenz des Paneels nicht alle resonanzfähigen Moden gleich stark angeregt werden und so eine der wichtigen Voraussetzungen der SEA nicht erfüllt ist. Im Gegensatz dazu herrscht eine starke Kopplung bei über Körperschallpfade verbundenen Systemen, bei denen sich eine grobe Abschätzung der Energieverteilung der Systeme ohne Kenntnis der Kopplungsfaktoren berechnen lässt.

Um die Leistungsbilanz 4.14 zu erfüllen, muss sich das gesamte betrachtete System zudem in einem stationärem Zustand befinden, der dadurch gekennzeichnet ist, dass die zugeführte Energie nach 4.12 der Verlustleistung entspricht. Da dieser Verlust an Energie durch Dämpfung in dem System geschieht, andererseits aber auch in ein anderes System als Eingangsleistung fließt, ist eine weitere wichtige Voraussetzung hierzu die Reziprozität nach 4.20. Damit diese erfüllt ist, dürfen die anregenden Kräfte zudem nicht korreliert sein [29].

Da die SEA außerdem auf der Annahme basiert, dass die Schwingungen einer Struktur oder eines Schallfeldes durch die resonanten Schwingungen vieler Moden beschrieben werden, über die auch die Energie übertragen wird, ist eine gewisse Anzahl von Moden notwendig, die breitbandig angeregt werden. Bei der Akzeptanz eines Fehler von 2 - 3 dB pro Oktav- oder Terzband sind drei oder mehr Moden ausreichend [26]. Da die Modenanzahl mit der Frequenz zunimmt, eignet sich die SEA somit hauptsächlich für Analysen bei höheren Frequenzen oder großflächigen Bauteilen. Ungeeignet wäre sie zum Beispiel für die Analyse einer schmalbandigen, tieffrequenten Anregung einer Struktur.

Kapitel 5

Bestandsaufnahme der Hauptkomponenten des Hubschraubers

Moderne mittelgroße Hubschrauber mit einem maximalen Abfluggewicht von 2-4t finden heutzutage in den unterschiedlichsten Bereichen, wie etwa beim VIP-Transport oder für Luftrettungs- oder Überwachungsaufgaben, Verwendung. Als Transportplattform bieten sie dem Nutzer eine maximale Zuladung von etwa 1-1,8t. Diese Mehrzweckhubschrauber sind in der Regel von ein bis zwei Turbinen angetrieben und mit herausragenden Flugeigenschaften ausgestattet. Sie zeichnen sich des Weiteren durch ein fortschrittliches Design und die Verwendung modernster Materialien aus.

5.1 Hauptkomponenten und verwendete Materialien

Die Zelle des Hubschraubers dient als Plattform für Systeme, Besatzung und Passagiere, Fracht und Treibstoff. Ein erster Schritt in der Materialdefinition ist die Identifizierung der relevanten Komponenten und die anschließende Ermittlung der dort verwendeten Materialien.

Die Hauptkomponenten der Zelle sind

- die Kabinenstruktur
- die tragende Haupttrumpfstruktur
- und der Heckausleger.

Die Kabinenstruktur umfasst den vorderen oberen Bereich der Zelle und besteht aus einem Kohlefaserrahmen und der Decke, die ebenfalls aus Kohlefaserverbundwerkstoffen gefertigt ist.

Die tragende Haupttrumpfstruktur setzt sich aus dem Getriebe- und Turbinendeck und den sich daran befindlichen Seitenwänden zusammen. Ebenfalls mit eingeschlossen ist das Ausrüstungsdeck, welches die Avionik beherbergt. Im Gegensatz zur Kabinenstruktur aus Verbundmaterialien ist die Haupttrumpfstruktur in der in der Luftfahrt verwendeten konventionellen Leichtbauweise gefertigt und besteht aus Aluminium. Zusammen mit der in gleicher Weise gefertigten Bodenkonstruktion trägt sie das Gewicht des Hubschraubers und sorgt für eine Kraftübertragung zur Getriebe- und Rotoreinheit.

Der Heckausleger bildet im wesentlichen die Einheit aus einer in Verbundbauweise gefertigten Röhre mit dem angeschlossenen Heckrotor und Seitenleitwerk. Diese überträgt die das Drehmoment des Hauptrotors ausgleichenden Kräfte des Heckrotors in die tragende Haupttrumpfstruktur.

Als für das akustische Modell nicht relevant werden der Heckausleger und die Bodenkonstruktion angesehen, da diese aufgrund ihres nur geringen Beitrags an Luftschall beziehungsweise ihrer großen Masse keinen bedeutenden Energiebeitrag in die Kabine liefern beziehungsweise nicht zulassen. Ebenso hat die aus Verbundwerkstoffen bestehende aerodynamische Verkleidung der Turbinen und der Ölkühler keinen nennenswerten Einfluss auf den Schallpegel im Inneren der Kabine.

Strukturkomponenten

Als akustisch wichtige Hauptgruppen der Kabinen- und der tragenden Haupttrumpfstruktur sowie der Außenhülle wurden auf Grundlage der Hauptkomponenten folgende Subsysteme identifiziert:

- Ausrüstungsdeck

Da auf dem Ausrüstungsdeck schwere Avionikkomponenten angebracht sind und so hohe Anforderungen an Festigkeit und auch Wärmeunempfindlichkeit gestellt werden, besteht es aus einer stabilen Sandwichkonstruktion mit beidseitig aufgebrachten Aluminiumplatten als Deckschichten.

- Außenverkleidung

Die Außenverkleidung der Haupttrumpfstruktur im hinteren Bereich der Kabine zwischen Schiebetür und Heckklappe besteht aus Aluminiumblechen.

- Brandschott

Das Brandschott im Bereich um die Turbinen besteht aus Sicherheitsgründen aus Titanblech.

- Dachstruktur

Hauptbestandteil der Dachstruktur zwischen der vorderen Windschutzscheibe und dem Lufteinlauf für den Ölkühler ist ein Sandwichpaneel mit einem Wabenkern und Kohlefaserprepregs, auf dem sich auf der Außenseite ein zusätzliches feines Metallgitter als Blitzschutz sowie eine Glasfaserlage befindet.

- Heckklappe

Die Deckel der Flügeltüren bestehen hauptsächlich aus mehreren Lagen eines Kohle-Glas-Polyester-Hybridprepregs mit einer Glasfaserlage als Deckschicht, die teilweise zusätzlich von einer Wabe verstärkt werden.

- Türdeckel

Die unteren Türhälften der Flügel- und Schiebetüren sind als Faserverbundteile gefertigt, die einen Wabenkern aus Polyamid besitzen, worauf beidseitig eine unterschiedliche Anzahl Lagen Kohlefaserprepreg aufgebracht ist. Auf der Außenseite befindet sich zudem eine zusätzliche Glasfaserlage.

- Verglasung

Die oberen und unteren Frontscheiben bestehen aus Sicherheitsgründen aus 4 mm starkem Acrylglas, die Seitenscheiben besitzen jeweils eine Dicke von 2 mm.

Innenverkleidung

Die Innenverkleidung besteht aus Sandwichplatten mit Polyamidwaben und Deckschichten aus Glasfaser, die in Bereichen mit Ausschnitten oder Krümmungen monolythisch aufgebaut sind.

Absorptions- und Dämpfungsmaßnahmen

Um die Schallisolation der Außen- und Innenwände zusätzlich zu erhöhen werden im Hubschrauber des Weiteren unterschiedliche Maßnahmen zur Lärmreduzierung eingesetzt.

Dies sind einerseits Schwerematten, die aus einer einfachen Aluminiumschicht bestehen und die auf die Oberfläche aufgeklebt werden. Durch diese zusätzlich aufgebrachte Masse wird der Schalldurchgang abgeschwächt.

Eine weitere Möglichkeit hierzu bieten auch Schaummatten, welche die Schallwellen durch Absorption abschwächen. Diese werden ebenfalls auf die Paneele aufgeklebt und sind von außen zudem durch eine dünne Kunststoffolie geschützt, wodurch zusätzlich ein leichter Doppelwandeffekt bei der Schallabschwächung erzeugt wird.

Als dritte Möglichkeit zur Schallreduzierung besteht schließlich die Möglichkeit, Schaummatten oder in dünne Kunststoffolie gefüllte Glaswolle in den Zwischenräumen zu positionieren, um deren Absorption zu erhöhen.

5.2 Lärmquellen

Um eine abschließende verlässliche Aussage über den Wert des Innenlärmpegels treffen zu können, müssen auch sämtliche lärm- und schwingungserzeugenden Komponenten analysiert und quantifiziert werden.

Die unter akustischen Gesichtspunkten wichtigen Bestandteile sind hierbei die schall- und vibrationserzeugenden Quellen, deren Übertragungswege in die Kabine und die Eigenschaften dieser Übertragungswege, wie beispielsweise Paneele, Zwischenräume oder die tragende Struktur.

Die lärm erzeugenden Schallquellen bilden die Ausgangsbasis für den sich in der Kabine einstellenden Schallpegel. Da sie am Anfang der Berechnungskette stehen und somit den ersten Schritt für ein nachvollziehbares Ergebnis bilden, müssen sie sorgfältig definiert werden.

Die Vibration am Helikopter und somit auch der abgestrahlte Lärm wird von tonalen Spitzen dominiert, die von einem Breitbandrauschen überlagert werden. Die Spitzen sind Teile verschiedener Sinuskurven, deren Wellenlänge von den rotierenden Hauptkomponenten wie Getriebe, Wellen, Rotoren oder den Turbinen bestimmt wird. Sie treten bei den der Umdrehungsgeschwindigkeit entsprechenden Frequenzen dieser Teilkomponenten und deren harmonischen Vielfachen auf. Das Breitbandrauschen entsteht durch Schwingungen mit niedrigerer Amplitude und zufällig angeregten Schwingungen, wie sie zum Beispiel durch die Luftströmung hervorgerufen werden [30].

Der Energieeintrag in die Hubschrauberkabine erfolgt über Luft- und Körperschallpfade. Die Hauptquelle des Körperschalls bildet das Getriebe zusammen mit den daran befestigten Turbinen. Diese Einheit ist über Streben an der tragenden Hubschrauberstruktur befestigt, über die ein guter Kraft- und somit ein sich für die Akustik auch negativ auswirkender Energiefluss gewährleistet ist.

Neben dem Körperschall ist das Getriebe jedoch auch für die Erzeugung von Luftschall verantwortlich. Zu den weiteren Luftschallquellen zählen darüberhinaus die vor allem beim

schnellen Vorwärtsflug an der Außenhaut anliegende turbulente Grenzschichtströmung, der Lärm des Haupt- und Heckrotors und Lärmquellen innerhalb der Kabine wie zum Beispiel die Lüftung.

Das dadurch entstehende komplexe Innenlärmspektrum eines Hubschraubers (Abb. 5.1) lässt sich somit analog zu den unterschiedlichen Anregungen in drei Hauptbestandteile untergliedern: die niederfrequenten Rotorharmonischen mit einer großen Amplitude, breitbandiges Rauschen im mittleren Frequenzbereich und hochfrequenter Körperschall, der vom Getriebe, dem Antriebsstrang und der Hydraulik erzeugt wird.

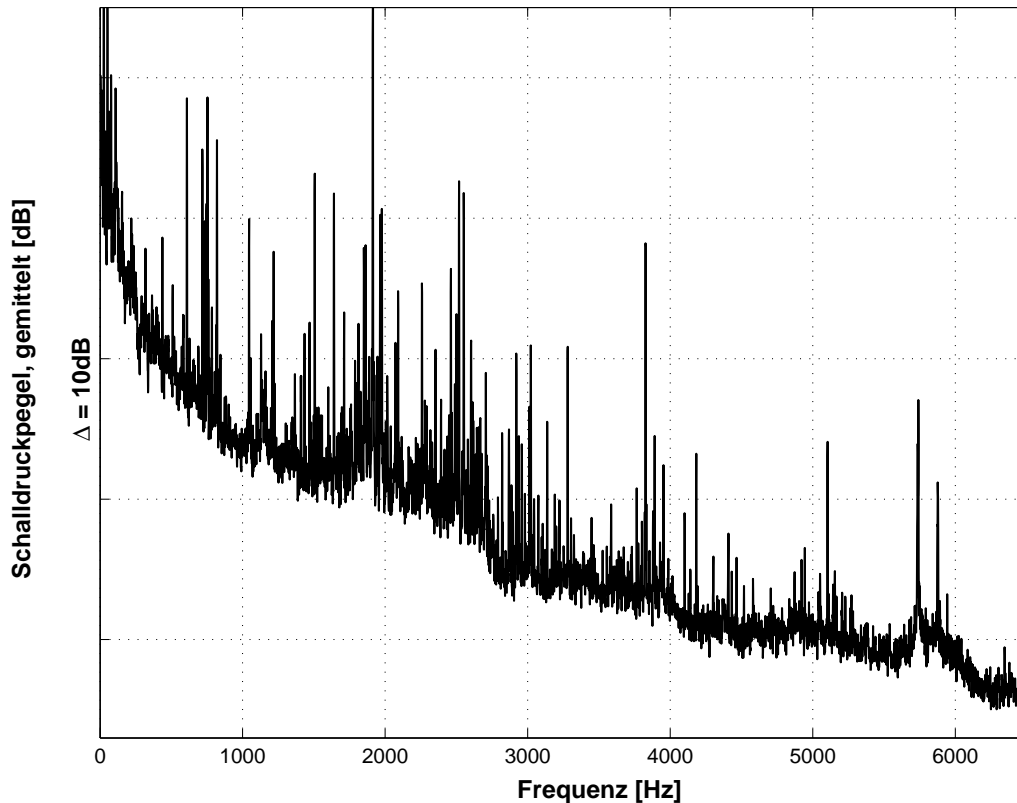


Abbildung 5.1: typisches Schmalbandspektrum in einer Hubschrauberkabine

5.2.1 Körperschallquellen

Getriebe- und Triebwerkslärm Das Getriebe und die damit kraft- und formschlüssig verbundenen Turbinen sind die Haupterreger des Körperschalls.

Die beiden Turbinen sind über jeweils drei steife Streben mit der Zelle befestigt. Am Getriebe befinden sich in Flugrichtung (y-Richtung) steife Streben, senkrecht in der horizontalen Ebene dazu (y-Richtung) eine und nach oben (z-Richtung) ist es über vier gedämpfte Feder-Masse-Schwinger mit der Zelle verbunden, die den überwiegenden Teil des Kraftflusses im Flug zwischen Rotorauftrieb und Zellengewicht übertragen. Diese Schwinger erfüllen zudem die Funktion des Auslöschens derjenigen Schwingungen mit der Frequenz der ersten Blattzahlharmonischen mit einer Frequenz von 26,3 Hz. Jedoch werden sämtliche weitere Schwingungen, wie sie die Vibrationen des Rotors, Zahneingriffsfrequenzen des Getriebes oder auch die Drehzahl des Getriebes verursachen, über diese Verbindungselemente in die Zelle übertragen. Ebenfalls beidseitig am Getriebe sind die Ölkühler befestigt. Wichtige Drehzahlen innerhalb des Getriebes und des Antriebsstranges befinden sich in Tabelle 5.1.

Element	Wellendrehzahl [1/min]	Frequenz [Hz]	Zahnfrequenzen [Hz]
Rotormast	395	6,6	
Zwischenwelle / Ölpumpe	1696	28,3	876/2261/2487
Ritzelwelle	2389	39,8	876/1911
Zwischenrad	4033	67,2	2486
Heckrotorantrieb	4986	83,1	1911
Antriebswelle Lüftergetriebe / Hydraulikpumpe	5146	85,8	2487/2744
Antrieb / Turbinendrehzahl	5898	143,3	2261
Antriebsritzel Lüfter	12666	211,1	2744

Tabelle 5.1: wichtige Getriebedrehzahlen und Zahnfrequenzen

Die vom Getriebe und Turbine erzeugten Schwingungen treten aufgrund der im Reiseflug konstanten Turbinendrehzahl bei diskreten und bekannten Frequenzen auf und lassen sich somit bei Messungen leicht identifizieren. Neben den einzelnen Schwingungen des Getriebes, die über die ARIS-Töpfe und die Getriebestreden in die Zelle eingeleitet werden, findet ein weiterer Energieeintrag über die Befestigungen der Turbinen und die Lagerung der Heckrotorantriebswelle statt. Dies geschieht hauptsächlich im hinteren Bereich der Zelle oberhalb des Avionikdecks.

5.2.2 Luftschallquellen

Getriebe- und Triebwerkslärm Zusätzlich zu dem Körperschall erzeugt die Einheit aus Getriebe und Turbine auch Luftschall. Schwingungen einzelner Teilkomponenten innerhalb des Getriebes und der Turbine übertragen sich auf deren Außengehäuse, welches so angeregt Lärm abstrahlt. Aufgrund der konstanten Drehzahl ist dieser tonal differenzierbar und kann bei Analysen analog zu den übertragenen Schwingungen gut zugeordnet werden. Konstruktiv bedingt ist die Einheit unter akustischen Gesichtspunkten äußerst nachteilig direkt über der Kabine angebracht und somit für den Hauptlärm innerhalb der Kabine verantwortlich.

Rotorlärm Haupt- und Heckrotor liefern neben dem Antrieb den größten Beitrag zum Außenlärm des Hubschraubers [31] und beeinflussen somit auch den Innenlärm in der Kabine sehr stark.

Die dominante Quelle des Hauptrotorlärms ist ein impulsiver spektraler Lärm, dessen Hauptquelle unterschiedliche Töne mit bei der Blattfolgefrequenz (blade passing frequency, BPF) und deren harmonischen Vielfachen sind:

$$BPF_{HaRo} = \text{Rotordrehfrequenz} \cdot \text{Blattanzahl} = 395 \frac{U}{\text{min}} \cdot 4 = 26,3 \text{ Hz}.$$

Des Weiteren kann es bei einigen Flugzuständen vorkommen, dass die Rotorblätter in die vom vorlaufenden Blatt ausgebildeten Luftwirbel laufen, wodurch es zu den markanten BVI-Geräuschen (Blade Vortex Interaction) kommt [32]. Dieser Lärm strahlt nach unten und vorne ab und ist durch positive Druckspitzen unterhalb der Rotorebene charakterisiert.

Ein drittes lärm erzeugendes Phänomen am Hauptrotor ist das high-speed-impulsive (HSI) noise. Es tritt auf, wenn die vorlaufende Blattspitze im schnellen Vorwärtsflug re-

lativ zur umströmenden Luft Schallgeschwindigkeit erreicht, was zur Ausbreitung von Schockwellen und weiterer turbulenter Strömung führt, welche zusätzlichen Lärm verursacht. Dieser hochfrequente Lärm wird hauptsächlich in Flugrichtung nach vorne abgestrahlt und ist daher für die Innenakustik im Vergleich zu BVI von geringerer Bedeutung [33].

In normalen Flugzuständen dominiert der Hauptrotor den Hubschrauberlärm im niedrigen Frequenzbereich. Im Gegensatz dazu strahlen konventionelle Heckrotoren im mittleren bis zum hohen Frequenzbereich ab [34]. Um diesen Lärm und die unerwünschte Interaktion zwischen Haupt- und Heckrotor zu vermeiden, wird ein ummantelter Heckrotor mit mehreren einzelnen dünnen Rotorblättern verwendet. Seine Drehzahl beträgt $U_{HeRo} = 60$ U/sec. Um diskrete Druckspitzen zu vermeiden und so den Lärm zu reduzieren sind die Blätter des Heckrotors unsymmetrisch über den Umfang verteilt. Die Ummantelung verhindert zudem, dass das von ihm erzeugte Rauschen nicht direkt in die Kabine eingestrahlt wird, sondern nur das Schallfeld in der Umgebung mit beeinflusst [35].

Nachdem weitere Studien [36] zudem gezeigt haben, dass der Einfluss des erzeugten Lärms eines konventionellen Heckrotors auf die Kabine minimal ist, kann davon ausgegangen werden, dass auch der Beitrag des ummantelten Heckrotors einen nur niedrigen Beitrag zur Lärmeinstrahlung in die Kabine leistet.

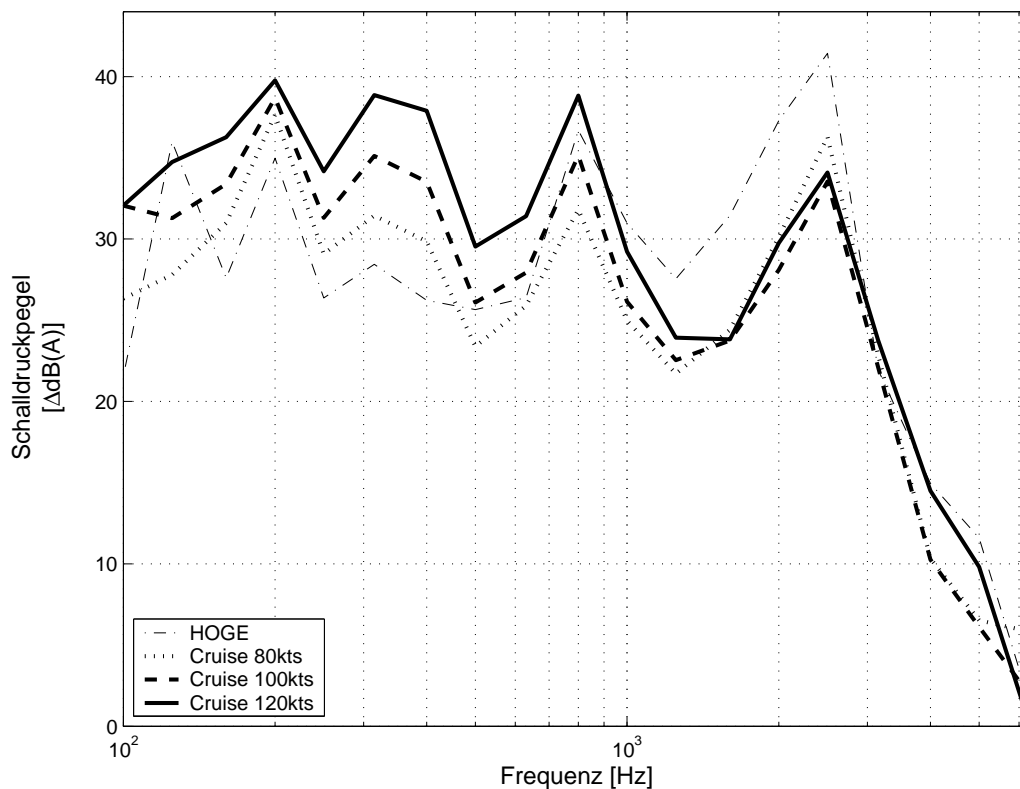


Abbildung 5.2: Spektrum des Innengeräuschpegels bei unterschiedlichen Fluggeschwindigkeiten

Turbulente Grenzschichtströmung Eine weitere Luftschall erzeugende Komponente ist die den Hubschrauber umströmende Luft. Da die Kabine sowohl im Schwebeflug vom Rotorabwind als auch im Vorwärtsflug vom Luftstrom umströmt wird, kann für den gesamten Flugbereich von einer turbulenten Grenzschicht an der Außenhaut ausgegangen werden. Beim schnellen Vorwärtsflug überlagert sich der Rotorabwind mit der durch

die Vorwärtsgeschwindigkeit bedingten Umströmung und verändert das Schallfeld in der Kabine, wie aus den Messungen im Flugversuch ersichtlich wird (Abb. 5.2).

Mit der Ausnahme von 125 Hz zeigt sich im unteren Frequenzbereich bis 1000 Hz ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Fluggeschwindigkeit und Lärmpegel innerhalb der Kabine. Zwei deutliche Maxima erreicht der Pegel bei 800Hz und 2500Hz. Da diese auch im Schwebeflug über Bodeneffekt (Hover Over Ground Effect, HOGE) auftreten, kann davon ausgegangen werden, dass sie von der Getriebe- und Turbineneinheit verursacht werden. Zudem fällt auf, dass ab 800 Hz höhere Lärmpegel im Schwebeflug auftreten und der Zusammenhang mit der Fluggeschwindigkeit nicht mehr eindeutig auftritt.

Triebwerkslärm, Ölkühler Die Luftaustrittsgeräusche der beiden Turbinen sind genauso wie die der sich beidseitig des Getriebes befindlichen Ölkühler verantwortlich für ein breitbandiges Rauschen kombiniert mit einzelnen hochfrequenten Spitzen in der Umgebung oberhalb und seitlich der Kabine. Neben einem direkten Energieeintrag über die Decke ist dieser durch den Antrieb erzeugte Luftschall auch noch seitlich an den Außenwänden der Kabine detektierbar.

Komponenten innerhalb der Kabine Die Lüftung und auch die Kühlung der Cockpitinstrumente tragen direkt zum Innenlärm bei und können durch Modifikationen der Struktur oder Außenhaut nicht beeinflusst werden. Im Vergleich zu dem vom Antrieb erzeugten Pegel sind sie zwar zu vernachlässigen, können sich jedoch durch die Nähe zum Passagier dennoch störend auf seinen Komfort auswirken. Die einzige Möglichkeit diesen emittierten Lärm zu reduzieren besteht in einer Modifikation dieser Teilkomponenten. Im Rahmen dieser Arbeit werden sie daher nur als zusätzlicher, fester Energieeintrag in die Kabine berücksichtigt.

Kapitel 6

SEA-Modellierung der Hubschrauberzelle

Die Modellierung der Hubschrauberzelle erfolgt in AutoSEA2 2005 (2.6.04), einer kommerziell erhältlichen Software der ESI Group. AutoSEA2 stützt sich bei seinen Berechnungen auf die analytischen Methoden der SEA und besitzt eine graphische Oberfläche, mit Hilfe derer die Modelle erzeugt werden. Vor der eigentlichen Behandlung des Problems muss die Geometrie des zu untersuchenden Objekts mit seinen Flächen und Volumina erstellt werden. Diese Untersysteme werden dann mit Materialeigenschaften bestückt und die Verbindungen der Systeme untereinander über Verknüpfungen, die so genannten „junctions“, anschließend definiert. Mit Hilfe dieser definierten Verbindungen gelingt es dem Programm die SEA-Matrix aufzustellen und deren Elemente mit Werten über die Geometrie- und Materialdaten zu besetzen. Nach dem Lösen dieser Matrix stehen vielfältige Ergebnisse wie Moden- oder Energiedichten, Kopplungsverlustfaktoren oder Energieflüsse zur Verfügung, die wiederum auch im Geometriemodell visualisiert werden können.

6.1 Modellgeometrie und Abstraktion

Das Geometriemodell in AutoSEA besteht in einem allerersten Schritt aus vielen einzelnen Punkten, über die im weiteren Verlauf der Modellierung die Flächen definiert werden.

Die Ausgangsdaten hierfür basieren auf denen eines NASTRAN-Modells, welches zur niederfrequenten Schwingungsanalyse der kompletten Hubschrauberzelle verwendet wird. Da die Geometriedaten dieses Modells für eine statistische Betrachtung viel zu detailliert sind, werden bereits unter NASTRAN viele Vereinfachungen getroffen, um nur die Eckpunkte der für die Modellierung interessanten Flächen in AutoSEA2 importieren zu müssen. Auch werden ähnliche Flächen zusammengefasst, für die SEA unwichtige Flächen entfernt und somit die Anzahl der zu exportierenden Knotenpunkte erheblich reduziert. Da die Innenverkleidung im NASTRAN-Modell nicht berücksichtigt wird, muss deren Position durch ein Verschieben der Aufpunkte von der Außenhülle nach Innen um den entsprechenden Wandabstand bestimmt werden.

Zusätzlich zu der Innenverkleidung und der Hubschrauberaußenhülle wurden auch Punkte außerhalb des Hubschraubers definiert, die nachfolgend dazu dienen sollen, die Begrenzungsflächen der Außenvolumina zu definieren, über die die Luftschallanregung von außen erfolgen wird.

Sämtliche Punkte dieses so vorbereiteten NASTRAN-Modells werden anschließend in AutoSEA2 importiert und dienen dazu, die unterschiedlichen Flächen aufzuspannen.

In AutoSEA2 wird dieses Punktraster zum einen weiterhin hinsichtlich problematischer und akustisch interessanter Bereiche, wie zum Beispiel des Zwischenraums unterhalb des Getriebes, optimiert, zum anderen aber auch vereinfacht, wie etwa im Bereich der Türen mit der Aufteilung Fenster/Panel oder im akustisch irrelevanten Unterbodenbereich. Ein besonderes Augenmerk gilt in diesem Schritt auch der Innenverkleidung, die in das Modell mit eingebunden wird. Besonders zu berücksichtigen ist in diesem Fall wegen zu erwartender Doppelwandeffekte der richtige Abstand zur Außenhülle, der in einigen besonderen Fällen jedoch auch im Nachhinein überschrieben werden kann. Es muss auch auf eine korrekte und vollständig von der Innenverkleidung bedeckte Oberfläche geachtet werden, damit die Innenkavität geschlossen modelliert werden kann.

Die Außenflächen werden aus flachen und einfach- und doppelt gekrümmten Platten gebildet. Ebenso wird in einem weiteren Schritt mit der Innenverkleidung verfahren. Besonders sorgfältig wird der bereits im Voraus für den Luftschall als wichtig anzusehender Bereich unterhalb des Getriebes und der Turbinen modelliert.

Da die anschließende Begrenzung der Volumina durch die in diesem Schritt definierten Oberflächen gebildet wird, ist es ebenfalls besonders wichtig, dass aneinander grenzende Flächen durch gleiche Punkte definiert sind und so eine gemeinsame Verbindungslinie besitzen. Damit ist sichergestellt, dass keine Lücken zwischen einzelnen Elementen entstehen, was im weiteren Verlauf der Modellierung zu schwer behebbaren Fehlern führen würde. Im nächsten Schritt werden alle Oberflächen ihre zuvor definierten Materialparameter zugewiesen.

Dieses so in sich geschlossene Oberflächenmodell wird anschließend mit Innenvolumina wie etwa der Kabine oder dem Getriebe- und Avionikbereich gefüllt und auf der Außenseite durch zusätzliche Volumina besetzt, die im weiteren Verlauf der Untersuchungen dazu dienen werden, die Kabine durch Außenlärm anzuregen.

Nachfolgend werden über die „autoconnect“-Funktion von AutoSEA2 die direkt miteinander verbundenen Oberflächen und Volumina verknüpft, was einem Besetzen der einzelnen Elemente der SEA-Matrix entspricht, und somit die Kopplungselemente an den Schnittstellen (Junctions) erstellt. Dieser Automatismus generiert bei einem korrekt erstellten Modell sämtliche Junctions selbstständig, die dennoch auf ihre Vollständigkeit hin anschließend einzeln überprüft werden. Zudem werden nachfolgend die ebenfalls automatisch erstellten Punkt- und Linienverbindungen gelöscht, da diese unnötig Rechenzeit beim Lösen des Modells kosten und deren Energieflüsse gegenüber derjenigen Flüsse über die Flächenverbindungen vernachlässigt werden können. Außerdem würden sie das in dieser Phase bereits recht abstrahierte Modell unnötig genau beschreiben. Eine Überprüfung, dass alle Flächenverbindungen die drei über sie verbundenen Elemente Volumen-Platte-Volumen enthalten wird überdies durchgeführt, um die Korrektheit der automatisch erstellten Verknüpfung zu kontrollieren. Verknüpfung über zu kleine Flächen, die zum größten Teil nur als Hilfsflächen für Volumina eingefügt wurden oder auf Grund ihrer Größe keine genügend hohe Modendichte für SEA-Berechnungen aufweisen, werden anschließend deaktiviert. Dieses Vorgehen führt bei den abschließenden Rechnungen zu einer stabileren Lösungsmatrix und somit zu zuverlässigeren Ergebnissen.

Zu den Verbindungen, die von AutoSEA nicht automatisch erstellt werden können, gehört der Doublewall-Connector (dwc), da er eine Verbindung zwischen Systemen herstellt, die sich nicht direkt berühren. Er beschreibt den Energietransfer zwischen zwei Volumina, die von einer Doppelwand, bestehend aus zwei Platten mit einem dazwischenliegendem kleineren Volumen, getrennt werden. Verwendet werden diese im Bereich der Schallübertragung vom Getriebe und Turbine in die Kabine und von außen über die hinteren seitlichen Avionikbereiche ebenfalls in die Kabine.

6.2 Materialdefinitionen

Abhängig vom jeweiligen verwendeten Material und Lagenaufbau müssen die einzelnen Komponenten im SEA-Modell unterschiedlich definiert werden.

Homogene Subsysteme wie das Brandschott und die Verglasung werden als isotroper Festkörper beschrieben und sind über Dichte, E-Modul und Schubmodul beziehungsweise Poisonzahl definiert.

Verbundwerkstoffe hingegen lassen sich in AutoSEA auf zwei unterschiedliche Arten darstellen: als Sandwichplatte oder als allgemeiner Verbundwerkstoff („General Laminate“).

Die Sandwichplatte besitzt im Modell einen symmetrischen Aufbau und besteht aus einer isotropen Deckschicht und einem leichten und weichen Kern, der iso- oder orthotrope Eigenschaften besitzen kann.

Das „General Laminate“-Modell hingegen bietet die Möglichkeit einen beliebigen Lagenaufbau aus isotropen elastischen und viskoelastischen Lagen zu beschreiben und ist somit auch für unsymmetrische Materialien geeignet. Allerdings besitzt es den Nachteil, dass es als anregenden Lastfall keine turbulente Grenzschichtströmung aufnehmen kann und ist somit für eine Modellierung der Außenhaut bei hohen Geschwindigkeiten ungeeignet.

Um mit dem Modell auch bei hoher Fluggeschwindigkeit rechnen und dabei auch zuverlässige Ergebnisse erhalten zu können, und auch auf Grund der Vergleichsmessungen aus Kapitel 7.1.4 mit dem Ergebnis besserer Resultate unter Verwendung des Sandwich-Modells, musste der Lagenaufbau oder auch ganze Paneele der Außenhaut teilweise modifiziert werden. Über den Weg der Homogenisierung nach Anhang B werden die Lagen durch Materialien mit gleichwertigen Eigenschaften ersetzt.

- Ausrüstungsdeck

Aufgrund seines symmetrischen Aufbaus wird das Ausrüstungsdeck wie das Original auch als Sandwich aus isotropen Aluminiumplatten und einem orthotropen Wabenkern modelliert.

- Außenverkleidung

Sie wird durch isotrope Aluminiumplatten dargestellt.

- Brandschott

Das Brandschott besteht aus isotropem Titanblech.

- Dachstruktur

Die Dachstruktur ist als Sandwich modelliert, dessen Wabenkern von zwei homogenisierten Glasfaserprepreglagen umgeben ist.

- Heckklappe

Die Heckklappe wird durch ein Sandwich mit Wabenkern nachgebildet, dessen Deckschichten aus Hybridprepregs mit zusätzlich aufliegender Glasfaserlage als eine homogenisierte Deckschicht dargestellt werden.

- Türdeckel

Die Türdeckel sind ebenfalls als Sandwich modelliert, dessen isotrope Deckschichten aus den homogenisierten äußeren Prepreglagen bestehen. Sie umschließen einen orthotropen Wabenkern.

- Verglasung

Abhängig von der Position der jeweiligen Scheibe besteht die Verglasung aus Acrylglas unterschiedlicher Dicke mit isotropen Eigenschaften.

Die Innenverkleidung ist ähnlich wie die Türdeckel auch als Sandwich modelliert, das einen Wabenkern aus Polyamid und zwei Glasfaserprepregs als Deckschichten besitzt.

6.3 Schallreduktionsmaßnahmen

Wie im realen Hubschrauber auch ist der Raum zwischen Außenwand und Innenverkleidung im SEA-Modell mit unterschiedlichen Maßnahmen zur Lärmreduzierung versehen.

Im Modell geschieht dies dadurch, dass die unterschiedlichen Materialien als zusätzlicher Bestandteil der betreffenden Paneele definiert werden. Hierbei lässt sich sowohl die Lage auf der Vorder- oder Rückseite bestimmen als auch die Größe der bedeckten Fläche.

Dadurch werden die akustischen Eigenschaften beim Übergang in die jeweiligen angrenzenden Subsysteme geändert. Für den Fall eines Paneels wird auf diese Weise dessen Masse und Steifigkeit durch die Maßnahmen geändert, und somit auch dessen reaktive Impedanz, welche den Energiefluss durch das entsprechende Paneel und in die angrenzenden Kavitäten bestimmt.

In den Kavitäten kann durch einen aufgebrachtten Schaum zudem die Absorption erhöht werden.

Entsprechend der im Original verwendeten Materialien kommen im Modell zwei unterschiedliche Dämpfungsbeläge vor. Dies ist eine 1 mm dicke Aluminiummatte, die auf der Innenseite einiger Außenpaneele im Decken- und Seitenbereich befestigt wird, sowie ein 5 mm dicker Schaum, der zusätzlich von einer 1 mm dicken und weichen Schwerematte bedeckt ist.

6.4 Kavitätseigenschaften

Neben den unterschiedlichen Außen- und Innenflächen sind die Luftvolumina, die sogenannten Kavitäten, der zweite große Bestandteil des SEA-Modells. Vorherrschend sind hier die Außenkavitäten, welche das Hubschraubermodell von außen umschließen, und die Kabinenkavität. Ergänzt werden diese noch um einige weitere kleinere Volumina, die den Zwischenraum von Doppelwandstrukturen einnehmen.

Da die Außenschallanregung des Hubschraubers nicht als homogenes Schallfeld angesehen werden kann, sondern mit unterschiedlichen Spektren aus unterschiedlichen Richtungen auf die Kabinenoberfläche erfolgt, wurde mit jedem Oberflächenelement eine eigene entsprechende Kavität verknüpft. Diese Außenkavitäten sind nicht miteinander verknüpft und geben somit über unterschiedlich einstellbare Schalldruckpegel die Möglichkeit, eine räumlich variable Schalleinstrahlung auf der Oberfläche zu realisieren. Ihnen wurde jeweils ein Volumen $50,0 \text{ m}^3$ mit einer Kantenlänge von 0 m und einer Oberfläche von 0 m^2 zugewiesen um in ihnen die Berechnung modaler Effekte zu unterdrücken.

Die Kavität der Kabine wurde durchgängig als ein Volumen mit Hilfe der angrenzenden Innenpaneele und Seitenscheiben modelliert. Ihr Volumen von $6,7 \text{ m}^3$ und die Oberfläche von 26 m^2 entsprechen in etwa denen der Originalkabine und sorgt im betrachteten Frequenzbereich bereits ab niedrigen Frequenzen für eine für die SEA notwendige ausreichend hohe Modendichte. Das originale Kabinenvolumen von $5,9 \text{ m}^3$ wurde anschließend

manuel überschrieben und die Kantenlänge und Oberfläche durch eine Länge von 0 Metern ersetzt, so dass die modalen Effekte in der Kabine nur von deren Volumen bestimmt werden.

Die Modendichte der Kabine als wichtigste Kavität des Modells bestimmt nach Kapitel 4.4 auch die Gültigkeit der Anwendung der SEA-Theorie. Eine Modenzahl von mehr als drei Moden pro Terzband wird nach Abb. 6.1 ab einer Frequenz von $f_{min} = 180 \text{ Hz}$ erreicht. Ab dieser Frequenz beträgt der durch die Methode bedingte Fehler des Modells maximal 2-3dB, der ab etwa 300 Hz und 10 Moden pro Frequenzband zu vernachlässigen ist.

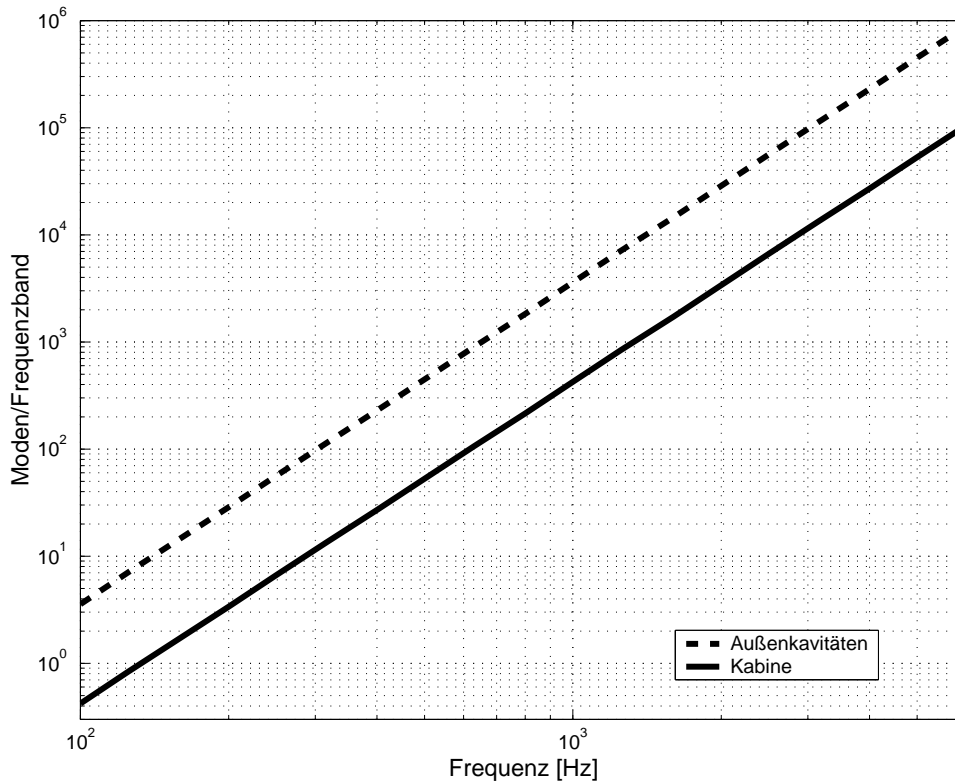


Abbildung 6.1: Anzahl der Moden pro Frequenzband der Kabinen- und der Außenkavitäten

Die Kabinenabsorption ist neben der in die Kabine abgestrahlten Energie der wichtigste Faktor des sich im Innenraum einstellenden Schalldruckpegels. Der Absorptionskoeffizient α wurde durch Messungen in einer Hubschrauberkabine bestimmt (s. Anhang A.4.1) und die frequenzabhängigen Werte anschließend in das Modell übernommen.

6.5 Außenschallquellen

Um Eingangsdaten für die Außenschallanregung zu ermitteln wurden Bodenmessungen durchgeführt. Der Hubschrauber wurde hierzu im Standlauf mit drehendem Rotor und 40 prozentigem Drehmoment mit den Kufen am Boden gefesselt, um so Flugbedingungen zu simulieren. Dabei wurden die durch die Rotoren und die Getriebe- und Turbineneinheit erzeugten Luftschalldruckpegel an fest definierten Punkten der äußeren Oberfläche des Hubschraubers gemessen. Analog zu den Subsystemen des Modells wurden diese in der Nähe der Fensterscheiben, der Türverkleidungen, der Heckklappe und oberhalb der Kabine in der Nähe des Lufteinlaufs bestimmt.

Die Messungen wurden auf der rechten und linken Seite der Hubschrauberkabine durchgeführt. Die Auswertung der Resultate zeigt, dass die Pegel der linken Seite leicht höher als die gemessenen Pegel der rechten Seite waren. Eine mögliche Ursache hierfür lag in der Empfindlichkeit der Mikrofone gegenüber Windgeräuschen, was sich besonders deutlich bei der Betrachtung der niedrigen Frequenzen gezeigt hat.

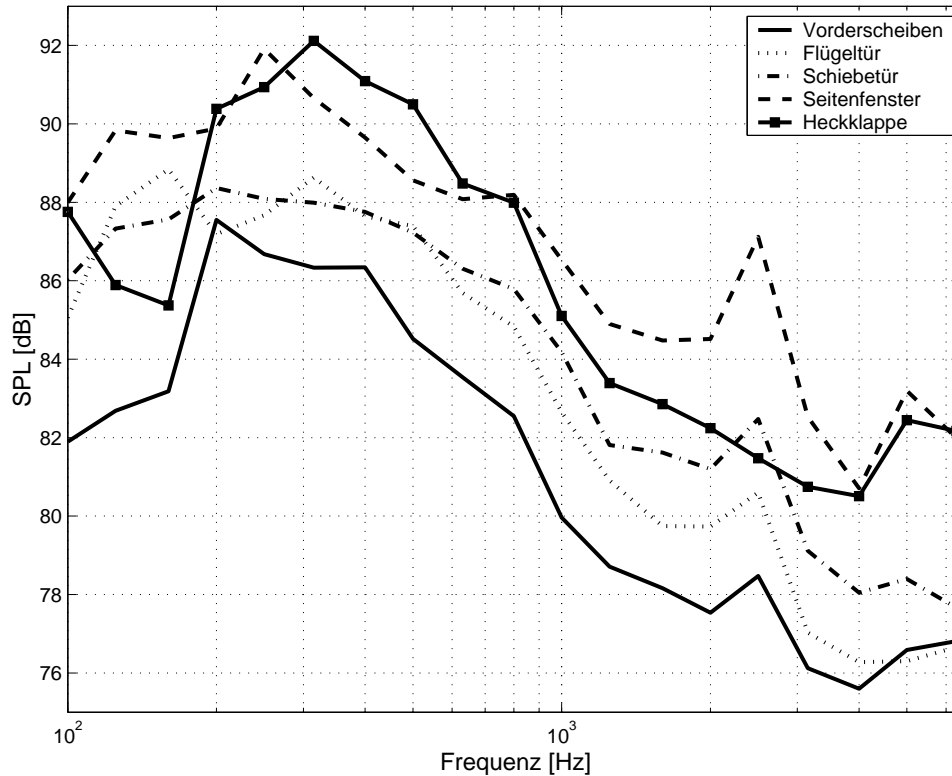


Abbildung 6.2: beidseitig gemittelte Aussenlärmpegel an unterschiedlichen Positionen im Bodenlauf

Zudem konnten anhand der ermittelten Daten weitere markante Eigenschaften des Aussenschallfeldes beobachtet werden. So zeigen viele der Messungen im oberen und vorderen Außenbereich ein markantes lokales Maximum bei 2500 Hz (Abb. 6.2), dessen höchster gemessener Wert von 93 dB in der Nähe der linken kleinen Seitenscheibe gemessen wird. Ausgeprägter war dieser auch bei höher gelegenen Messpunkten, wie beispielsweise der Scheiben, im Gegensatz zu den tiefer gelegenen Paneelen. Die Ursache hierfür liegt die tonalen Spitzen der Getriebeeinheit und insbesondere der Lüfter des Ölkühlers. Durch die Lufterin- und -auslässe und die aerodynamische Verkleidung wird die Ausbreitung der Schallwellen direkt nach vorne und zur Seite ermöglicht. Daher sind die Höchstwerte bei diesen Frequenzen auch nicht bei den Messungen an der Heckklappe erkennbar, da die Kabine eine zusätzliche Ausbreitung in diese Richtung abschirmt. Allerdings werden dort im niedrigen Frequenzbereich von 300 - 600 Hz die höchsten Pegel gemessen. Auffällig ist zudem die große Varianz der Messwerte um bis zu 6 dB zwischen der relativ leisen Messposition an der Vorderscheibe und den Maximalwerten, die an den Seitenfenstern und der Heckklappe gemessen werden. Werden sämtliche ermittelten Werte verglichen, so ergeben sich pro Frequenzband und Position sogar Unterschiede von bis zu 12 - 15 dB.

Diese gemessenen Pegel können anschließend direkt als Randbedingung des SEA-Modells definiert werden. Hierzu werden die Werte als anregendes Druckspektrum im Diffusfeld in den an die entsprechenden Systeme angrenzenden Außenvolumina eingesetzt.

Eine Korrektur der Schallpegelerhöhung in den Messpunkten auf der Außenhaut des Hubschraubers während des Bodenlaufs durch Reflexionen vom Boden zu Freifeldbedingungen hin war nach [18] nicht nötig, da bei den Messungen der an der Aussenwand der für den Innenlärmpegel ursächliche herrschende Schalldruckpegel gemessen wurde. Die ermittelten Werte können somit direkt in das Rechenmodell übernommen werden.

Zusätzlich zu den Bodenversuchen wurden auch Außenlärmpegelmessungen im Flug durchgeführt. Hierzu wurde ein Mikrophon an der rechten Trittstufe der Kufe befestigt und mit einem Windschutz versehen. Messungen an weiteren Positionen auf der Außenhaut waren aufgrund der schwierigen Befestigung des Mikrofons nicht möglich.

Bei den Versuchen wurden die Schalldruckpegel im Frequenzbereich von 100 bis 6300 Hz aufgezeichnet. Als Flugzustände wurden der Schwebeflug ohne Bodeneffekt (hover over ground effect, HOGE) und der Vorwärtsflug mit Fluggeschwindigkeiten von 80, 100 und 120kts ausgewählt.

Während die Schalldruckpegel im Schwebeflug mit Werten von 89 - 96 dB im Frequenzbereich von 100 - 3000 Hz noch einen annähernd konstanten Verlauf besitzen (Abb. 6.3), zeigt sich bei zunehmenden Fluggeschwindigkeiten ein deutlicher Anstieg der Schalldrücke im niedrigen Frequenzbereich bis etwa 800 Hz, der durch die zunehmende Luftströmung verursacht wird. Lokale Maxima, wie sie etwa durch den Rotor oder das Getriebe verursacht werden, lassen sich unter diesen Bedingungen nicht mehr feststellen.

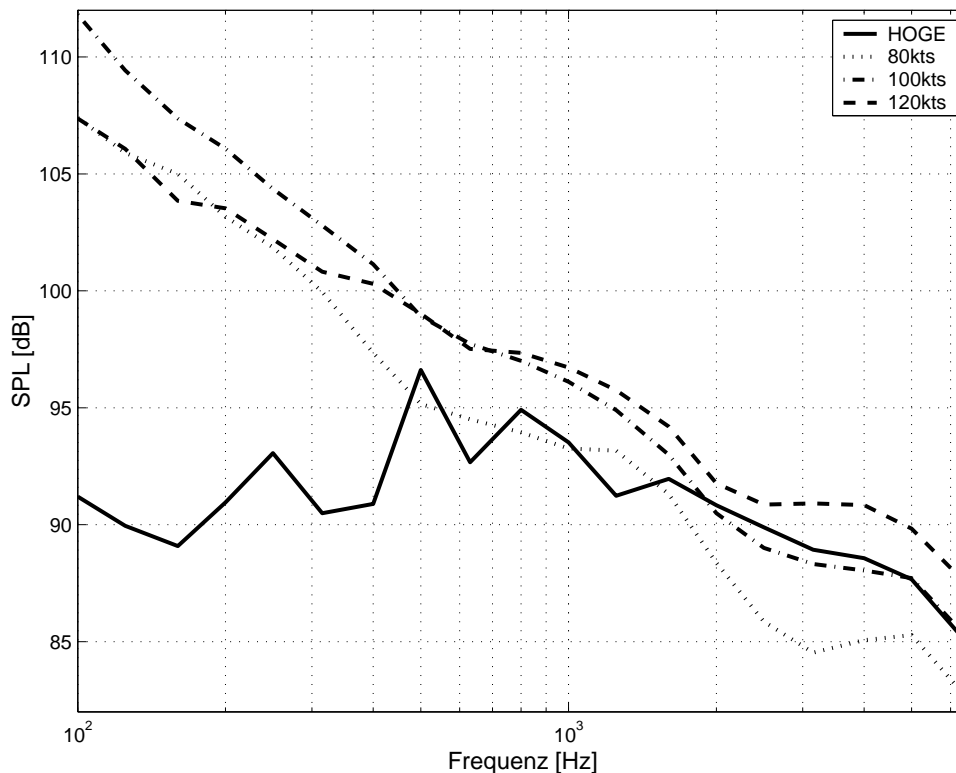


Abbildung 6.3: Aussenlärmpegel im Flug am Kufenmikrophon bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten

Um die während des Flug- und Bodenversuchs ermittelten Ergebnisse und Werte zu verifizieren und miteinander zu vergleichen wurde der gesamte Schalldurchgangsverlust durch die komplette Kabinenoberfläche aus der Differenz der gemessenen Aussen- und Innenlärmpegel $\Delta SPL = SPL_{aussen} - SPL_{innen}$ berechnet.

Der Vergleich zeigt, dass in beiden Fällen einen ähnlicher Verlauf des Schalldurch-

gangsverlustes mit Werten von etwa 15 - 20 dB im betrachteten Frequenzbereich gemessen wurde. Einzig auffällig ist bei den Messungen im Schwebeflug der erhöhte Wert bei einer Frequenz von 2500 Hz, der dem Getriebe und der Übertragung über Körperschallpfade zugeordnet werden kann.

Zusätzlich zu den Messungen außerhalb der Kabine wurde ausserdem während eines Flugversuchs der Schallpegel innerhalb der Deckenkavität unter dem Getriebe als weitere Eingangsgröße in das Modell gemessen. Die ursprünglich geplanten Messungen direkt unterhalb des Getriebes noch außerhalb der Kabine lieferten keine genauen Ergebnisse, da das verwendete Mikrofone sich wegen der dort herrschenden Drücke als zu empfindlich erwies. Daher wurde es unterhalb der Außenhaut montiert und die dort abgeschwächten Pegel gemessen.

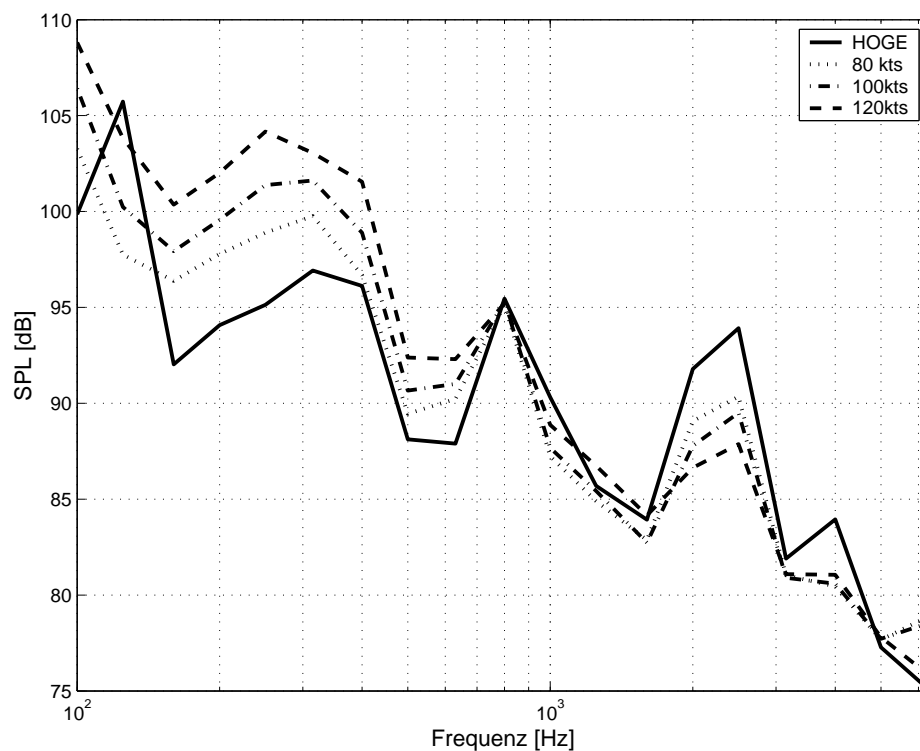


Abbildung 6.4: gemessener Pegel unterhalb des Getriebedeckels bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten

Im Spektrum (Abb. 6.4) sind die Zahneingriffsfrequenzen bei 876 Hz, 2487 Hz und 2744 Hz deutlich erkennbar, ebenso die auch auf der Außenseite gemessenen Maximalwerte im Bereich zwischen 250 Hz und 400 Hz. Während die Frequenzen bei 2,5 kHz ebenfalls im Außenspektrum erkennbar sind, ist die Spitze um 880 Hz nur in unmittelbarer Nähe um des Getriebes deutlich ausgeprägt.

Da während der Messung nicht die komplette Oberfläche vermessen werden konnte, müssen Werte für Kavitäten, die im Modell vorhanden sind, jedoch bei der Messwertermittlung nicht berücksichtigt wurden, über benachbarte Zellen interpoliert werden, um so eine geschlossene Außenfeldanregung im Modell zu erreichen.

Die gleichzeitig zu den Außenlärmmessungen durchgeführten Messungen des Schallpegels an drei verschiedenen Stellen innerhalb der Kabine dienen schließlich der Verifikation des gesamten Rechenmodells.

Kapitel 7

Vergleichsmessungen und Modellverifikation an Einzelkomponenten

Um die Gültigkeit des nach Kapitel 6 erstellten Modells zu überprüfen wurde ein Versuchspaneel als einzelne Komponente im Labor vermessen und in AutoSEA modelliert. Diese Vergleichsmessungen wurden durchgeführt, um die Berechnungen von AutoSEA zu verifizieren und die Modellierung gegebenenfalls zu optimieren. Das untersuchte Sandwichpaneel ähnelt hierbei den Paneelen, welche auch in der Innenverkleidung von Hubschraubern Verwendung finden.

Zusätzlich zu diesen Untersuchungen wurde das Sandwichpaneel zudem mit einer Absorptionsmatte beklebt und vermessen. Da diese Konfiguration ebenfalls im Hubschrauber Verwendung findet, wurden die Möglichkeiten und Einschränkungen der Modellierung dieses Aufbaus ebenfalls analysiert.

Neben diesen Labormessungen an den Versuchspaneelen wurden in einem letzten Schritt auch Schalldurchgangsmessungen direkt am Hubschrauber durchgeführt. Zum Einsatz kam dabei das Intensitätsmessverfahren, dessen theoretische Grundlage im Anhang A.5 näher beschrieben wird und mit dessen Hilfe sich der Schalldurchgangsverlust auch unter nicht idealen Laborbedingungen am realen Objekt ausreichend genau bestimmen lässt.

7.1 Laborvergleichsmessungen und Modellverifikation an einem Sandwichpaneel

7.1.1 Paneeleigenschaften

Das untersuchte Sandwichpaneel besitzt einen symmetrischen Aufbau, bestehend aus Deckschichten aus einer Glasfaserprepreglage und einem Wabenkern aus phenolharzgebundenem Polyamidpapier.

Das Paneel ist ein quadratisches Testmuster mit einer Fläche von $S_P = 1 \text{ m}^2$ und einer Masse von $M_P = 1077 \text{ g}$, die gemessene Flächenmasse der gesamten Platte beträgt somit $m_P = 1,077 \text{ kg/m}^2$.

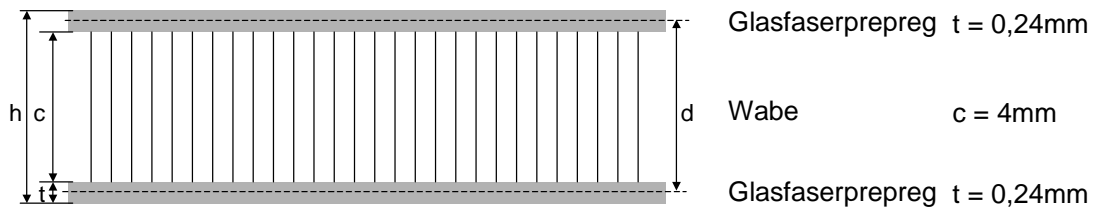


Abbildung 7.1: Lagenaufbau Versuchspaneel

Materialdaten des Wabenkerns

Der Wabenkern nach LN 29967 A 2 - 4,0 besitzt eine Dicke von $h_w = 4,0 \text{ mm}$ und besteht aus phenolharzgebundenem Polyamidpapier nach Werkstoffleistungsblatt WL 5.3650.2 mit einer Zellweite von $b_c = 4,8 \text{ mm}$ und einer Dichte von $\rho_c = 32 \text{ kg/m}^3$.

Die mechanischen Eigenschaften der Wabe, und insbesondere deren Schermodul, werden nach [37] und [38] aus ihrer Geometrie (Abb. 7.2) und den Materialdaten des Polyamidpapiers (Tab. 7.1) bestimmt.

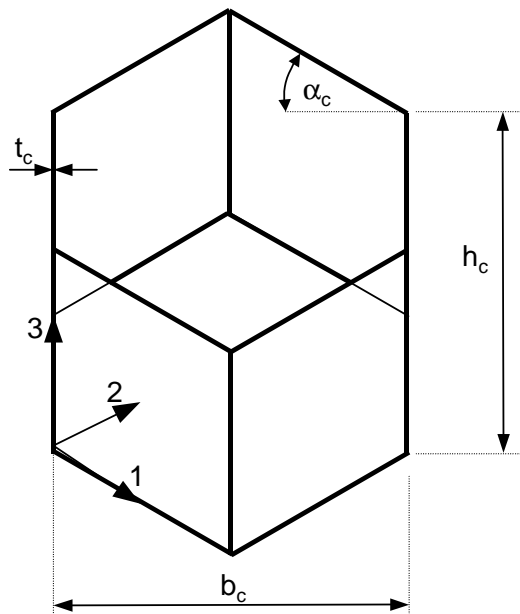


Abbildung 7.2: Wabengeometrie

Wabengeometrie		Materialdaten des Wandmaterials	
Winkel	$\alpha_w = 30^\circ$	E-Modul	$E_p = 3,13e^9 \text{ N/m}^2$
Wabenbreite	$b_w = 4,8e^{-3} \text{ m}$	Poissonzahl	$\nu_p = 0,03011$
Wandlänge	$l_w = \frac{b_w}{2} / \cos(\alpha_c) = 2,8e^{-5} \text{ m}$	Dichte	$\rho_p = 1150 \text{ kg/m}^3$
Wanddicke	$t_w = 5e^{-5} \text{ m}$		
Wabenhöhe	$h_w = 4e^{-3} \text{ m}$		

Tabelle 7.1: Eigenschaften der Wabe

Diese Herleitung führt über die Materialdaten der Wabe in der Wabenebene [Tab. 7.2] und senkrecht zur Wabenebene [Tab. 7.3] zu den orthotropen Materialwerten des gesamten Wabenkerns [Tab. 7.4].

$$\begin{aligned} \frac{E_1}{E_p} &= \left(\frac{t_w}{l_w}\right)^3 \frac{\cos(\alpha_w)}{(h_w/l_w + \sin \alpha_w) \sin^2 \alpha_w} & \frac{E_2}{E_p} &= \left(\frac{t_w}{l_w}\right)^3 \frac{(h_c/l_c + \sin \alpha_c)}{\cos^3 \alpha_c} \\ \nu_{12} &= \frac{\cos^2 \alpha_w}{(h_w/l_w + \sin \alpha_w) \sin \alpha_w} & \nu_{21} &= \frac{(h_w/l_w + \sin \alpha_c) \sin \alpha_c}{\cos^2 \alpha_c} \\ \frac{G_{12}}{E_p} &= \frac{t_w^3}{l_w} \frac{(h_w/l_w + \sin \alpha_w) \cdot 8}{(h_w/l_w)^2 \cos \alpha_w (1 + 16h_w/l_w)} \end{aligned}$$

Tabelle 7.2: Ausdrücke zur Berechnung der Materialdaten der Wabe in der Wabenebene

$$\begin{aligned} \frac{E_3}{E_p} &= \left(\frac{t_w}{l_w}\right) \frac{1 + h_w/l_w}{(h_w/l_w + \sin \alpha_w) \cos \alpha_w} & \nu_{13} &= \nu_{23} \approx 0 \\ \nu_{31} &= \nu_{32} = \nu_p & G_{23} &\cong G_{23_{lower}} + \frac{0,787}{b_w/l_w} (G_{23_{upper}} - G_{23_{lower}}) \\ \frac{G_{13}}{G_p} &= \frac{t_w^3}{l_w} \frac{\cos \alpha_w}{(h_w/l_w) \sin \alpha_w} & G_{23_{lower}} &= \left(\frac{t_w}{l_w}\right) \frac{h_w/l_w + \sin \alpha_w}{(h_w/l_w + 1) \cos \alpha_w} \\ G_{23_{upper}} &= \left(\frac{t_w}{l_w}\right) \frac{h_w/l_w + \sin^2 \alpha_w}{(h_w/l_w + \sin \alpha_w) \cos \alpha_w} \end{aligned}$$

Tabelle 7.3: Ausdrücke zur Berechnung der Materialdaten der Wabe senkrecht zur Wabenebene

Materialdaten der Decklagen

Das Prepreg der Deckschichten (V913-37-7781 0°/90°) besteht aus einer einlagigen nach US-Norm 7781 gewebten Glasfaserlage mit einer Faserausrichtung von 0°/90°, die in eine Epoxidharzschicht gebettet ist. Das Harz besitzt einen Massenanteil von 37 %, der Volumengehalt der Fasern beträgt 50 %. Die Dicke der Decklagen beträgt $t_p = 0,24$ mm.

Mit dem Gewichtsanteil der Wabe an der gesamten Paneelmasse von $M_w = \rho_w \cdot V_w = 0,128$ kg lässt sich die Dichte einer einzelnen Decklage berechnen:

$$\rho_p = \frac{M_p}{V_p} = \frac{M_P - M_w}{S_P} \cdot 2 \cdot t_p = 1975 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (7.1)$$

Mechanische Eigenschaften des Panels

Aus der Zusammensetzung der Deckschichten lässt sich nach der Mischungsregel (Kap. B) der E-Modul der Decklagen zu $E_x = E_y = 22,2$ GPa bestimmen.

Daraus erhält man mit dem Flächenträgheitsmoment I_y einer Sandwichplatte mit identischen Deckschichten

$$I_y = \frac{b \cdot t_p}{2} \cdot \left(\frac{h + h_w}{2}\right)^2 = 2,28e^{-9} \text{ m}^4 \quad (7.2)$$

die auf die Länge bezogene Biegesteifigkeit B' des Panels zu

$$B' = E_y \cdot I_y = 50,62 \text{ Nm}. \quad (7.3)$$

Die theoretisch berechnete Koinzidenzfrequenz des Panels beträgt unter Annahme eines linearen Laminats somit

$$f_c = \frac{1}{2\pi} c^2 \sqrt{\frac{m_P}{B'}} = 2731,2 \text{ Hz}. \quad (7.4)$$

Der Zug-E-Modul wurde zusätzlich ebenfalls über die Biegesteifigkeit aus einem 3-Punkt-Biegeversuch ermittelt. Die mittige Belastung der Platte erfolgte hierbei mit einer Kraft von 11,53 N, wodurch sich an dieser Stelle eine Durchsenkung von $d_m = 6,1$ mm einstellte. So ließ sich die Biegesteifigkeit nach

$$B' = E_p \cdot I_y = \frac{Fl^3}{48d_m} = 33,76 \text{ Nm}. \quad (7.5)$$

Orthotrope Materialdaten des Wabenkerns [Pa]					
E_1	$4,11 \cdot 10^{04}$	G_{12}	$2,46 \cdot 10^{04}$	ν_{12}	0,9987
E_2	$4,11 \cdot 10^{04}$	G_{23}	$2,49 \cdot 10^{07}$	ν_{23}	$1,4 \cdot 10^{-05}$
E_3	$8,61 \cdot 10^{07}$	G_{31}	$1,57 \cdot 10^{07}$	ν_{31}	0,03

Tabelle 7.4: Materialdaten des Wabenkerns

ermitteln.

Aus der Biegesteifigkeit wiederum lässt sich auf den E-Modul der Deckschichten rückrechnen

$$E_p = \frac{B'}{I_y} = 14797 \text{ N/mm}^2 \quad (7.6)$$

und mit dem Flächengewicht $m_P = 1,077 \text{ kg/m}^2$

$$f_c = \frac{1}{2\pi} c^2 \sqrt{\frac{m_P}{B'}} = 3344,4 \text{ Hz} \quad (7.7)$$

auch die Koinzidenzfrequenz des Panels ermitteln.

Es zeigt sich, dass der gemessene Wert der Biegesteifigkeit um etwa 33 % geringer als der ursprünglich berechnete ist und die entsprechende Koinzidenzfrequenz somit höher liegt. Der Grund dieser Abweichung besteht einerseits darin, dass die sehr dünne Deckschicht aus nur einer Glasfaserlage besteht und somit mit den gebräuchlichen Formeln nur ungenau berechnet werden kann, da der relativ hohe Harzanteil in Relation zu der Glasfaserlage eine noch zu große abschwächende Wirkung auf die mechanischen Eigenschaften ausübt.

Andererseits geht auch ein Messfehler der Durchbiegung nach Gl. 7.5 linear in die Biegesteifigkeit ein, so dass eine gemessene Durchbiegung von nur $\Delta d_m = 1 \text{ mm}$ bereits eine Abweichung der Koinzidenzfrequenz von $\Delta f_c = 317 \text{ Hz}$ ergibt.

7.1.2 Intensitätsmessungen unter Laborbedingungen

Die Schalldurchgangseigenschaften des Testpanels wurden mittels der Intensitätsmessmethode, auf deren Theorie detailliert im Anhang A.5 eingegangen wird, unter Laborbedingungen vermessen. Die Durchführung und Voraussetzungen dieses Verfahrens zur „Bestimmung der Schalleistungspegel von Geräuschquellen aus Schallintensitätsmessungen“ beruhen hierbei auf der Beschreibung in ISO 9614.

Das Paneel war bei den Messungen in einem $0,96 \text{ m}^2$ großem quadratischem Fenster zwischen einem Hallraum und einem schalltoten Raum des Versuchslabors eingespannt. Zwei im Hallraum befindliche Lautsprecher erzeugten ein diffuses Schallfeld, welches das Versuchsobjekt zu Schwingungen anregte. Die Abstrahlung an der Paneeloberfläche im schalltoten Raum wurde an einem aus 10×10 Messpunkten bestehendem Raster von einer Intensitätssonde erfasst. Diese spezielle Sonde besteht aus einem Mikrofonpaar mit einem äußerst geringen Phasenunterschied, um die Schallintensität zu bestimmen.

Die vektorielle Größe Schallintensität beschreibt den Energiefluss durch eine Fläche und ist über Betrag und Richtung, der in Normalenrichtung zu der Messfläche wirkt, definiert. Betrachtet man eine geschlossene Oberfläche S , die eine akustische Quelle umschließt, so lässt sich über die Intensität I in Normalenrichtung dieser Oberfläche die abgestrahlte Schalleistung W der Quelle bestimmen (s. Anhang A.5):

$$W = \oint_S I_n(r) \cdot dS(r) \quad (7.8)$$

Der Schallleistungspegel quantifiziert die gesamte Energieabstrahlung einer Quelle pro Zeiteinheit und ist im Gegensatz zum Schalldruckpegel unabhängig von der Entfernung zum Objekt solange keine Luftdämpfung vorliegt.

Die Drucksignale der beiden Mikrofone wurden dabei mit einem 4-Kanal Frequenzanalysator HP 35670A aufgezeichnet, der es neben den Druckmessungen der Mikrofone gleichzeitig ermöglicht hat, den imaginären Anteil $Im(G)$ des Kreuzspektrums der beiden Mikrofonsignale der Intensitätssonde zu bestimmen und so auf die Intensität I_d zurückzuschließen. Nach Anhang A.5 beträgt diese:

$$I_d(r, \omega) \approx \frac{Im \{G_{p_1 p_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)\}}{\rho \cdot \omega \cdot \Delta r} \quad (7.9)$$

Die so gemessene Schallintensität dient dazu, die durch die Paneelfläche fließende Schallleistung $W_{Empfänger}$ zu bestimmen. Zusammen mit der aus Schalldruckmessungen an unterschiedlichen Punkten im Senderraum unter der Annahme eines Diffusfeldes ermittelten eingestrahlt Leistung W_{Quelle} lässt sich das Schalldämmmaß

$$R = 10 \log_{10} \left(\frac{W_{Quelle}}{W_{Empfänger}} \right) \quad (7.10)$$

des Panels bestimmen.

Der Abstand des Mikrofone zueinander wird dabei von dem zu messenden Frequenzbereich bestimmt. Für die Messungen wurde ein Abstand der Mikrofone von 12mm gewählt, der es erlaubt im Frequenzbereich von 175Hz bis 5kHz Messungen mit einem maximalen Fehler von 1dB durchzuführen.

Aufgrund der vektoriellen Eigenschaften der Schallintensität eignet sich das Messverfahren sehr gut dazu, das Schallfeld eines Objekts selbst bei ungünstigen Umgebungseinflüssen wie zum Beispiel Fremdgeräuschen zu bestimmen. Erreicht wird dies durch das Messen der Intensität einer das Objekt umhüllenden Oberfläche. Da das Hintergrundgeräusch vektoriell betrachtet in diese Kontrollfläche eindringt und auch wieder austritt, löscht es sich im Gegensatz zu der nur auf diese Kontrollfläche bezogenen austretenden Schallabstrahlung des Messobjekts aus und erlaubt die alleinige Messung der abgestrahlten Schallleistung.

Diese Eigenschaft wird bei den Intensitätsmessung am Hubschrauber in Kapitel 8 ausgenutzt, da das Messobjekts aufgrund der Außenabmessungen nicht unter idealen Laborbedingungen vermessen werden konnten. Dies war bei den Labormessungen im schalltoten Raum nicht nötig, jedoch wurde hierbei der Vorteil ausgenutzt, das Panel an fest definierten Punkten vermessen zu können und so auch die Abstrahlungseigenschaften zu betrachten. Dabei konnten die durch die Einspannung bedingten Randeffekte ebenso festgestellt werden wie auch modale Effekte, die beim Schalldämmmaß im niederfrequenten Bereich zu Abweichungen gegenüber dem theoretisch ermittelten Verlauf des Massegesetzes führen. Dieses Verhalten wird anhand Abb. 7.3 dargestellt.

Eine weitere Anwendung des Abtastens einzelner Punkte ist außerdem die Schwachstellenanalyse. Diese dient dazu, unterschiedliche Bereiche hinsichtlich ihres Anteils an der gesamten abgestrahlten Energie zu quantifizieren. Mit einem eng genug gewähltem Raster lassen sich auf diese Weise auch undichte Stellen wie in etwa kleine Spalte detektieren. Abgeleitet auf den Hubschrauber kann man so mit Messungen an der Oberfläche reziprok betrachtet auf die in den Innenraum ungewollt eindringende Energie zurückschließen.

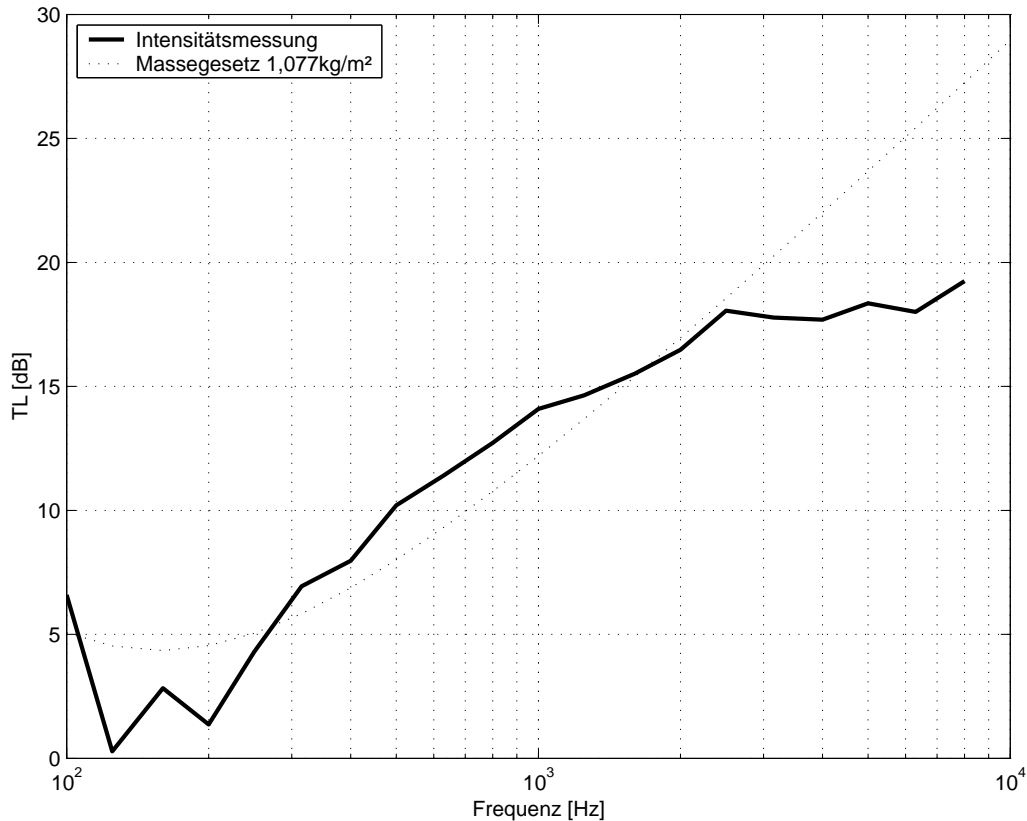


Abbildung 7.3: Durch Intensitätsmessung ermitteltes Schalldämmmaß R eines Sandwichpaneels

7.1.3 SEA-Simulation

Das Versuchspaneel wurde ebenfalls in AutoSEA auf unterschiedliche Weise nachgebildet um die Berechnungsergebnisse anschließend mit den Messungen zu vergleichen und an Hand dieser die Modellierung zu optimieren.

Berechnung des Schalldurchgangsverlustes in AutoSEA

Im Gegensatz zur Intensitätsmessung erfolgt im SEA-Modell die Abstrahlung des Paneels nicht in einem schalltoten Raum, sondern wiederum in einen Hallraum. Das Schalldämmmaß (TL) wird in diesem Fall über die Formel [17]

$$R = NR - 10 \log_{10} \left(\frac{\alpha A}{S_P} \right) \quad (7.11)$$

bestimmt, wobei NR (noise reduction) die Differenz des Schalldruckpegels zwischen Sende- und Empfangsraum beschreibt. Der Korrekturterm berechnet die Absorption mit Hilfe des Absorptionskoeffizienten α , der gesamten absorbierenden Fläche A und der Paneelfläche S_P im Empfangsraum. Da sich in AutoSEA das Schalldämmmaß R somit nicht direkt berechnen lässt, wird über das im Programme enthaltene „Virtual TL“-Modul ein Modell aus dem zu untersuchenden Paneel und einem Sende- und einem Empfangsraum gebildet [41], dessen Eigenschaften so ausgelegt sind, dass sich der Korrekturterm auflöst und NR somit direkt R entspricht. Der Absorptionskoeffizient des Empfangsraums α ergibt sich in diesem Fall direkt aus der absorbierenden Fläche A und der Paneelfläche S_P :

$$\alpha = S_P/A \quad (7.12)$$

Modellierungsmöglichkeiten in SEA

Die anschließende Modellierung in AutoSEA erfolgte mit den beiden im Programm implementierten Modulen, die es erlauben, Verbundwerkstoffe als Kernverbund- (Sandwich) oder Schichtverbundmodell (General Laminate) darzustellen. Die grundlegenden Unterschiede dieser beiden Optionen werden im Folgenden dargestellt.

Sandwich-Modell

Mit Hilfe des in AutoSEA implementierten Sandwich-Modells lassen sich Faserverbundwerkstoffe modellieren, die einen symmetrischen Aufbau aus zwei Decklagen und einem Kern besitzen. Die Decklagen müssen hierbei isotrope Materialeigenschaften aufweisen, der Kern kann iso- oder orthotrop aufgebaut sein und muss im Gegensatz zum Deckmaterial einen niedrigen E-Modul und ein niedriges Gewicht besitzen.

Des Weiteren wechseln die Biegewellengeschwindigkeit und die Modendichte des Sandwichpaneels ihren Charakter frequenzabhängig [41]:

- Bei niedrigen Frequenzen ist die Wellenlänge im Vergleich zur Dicke lang. Das Paneel verhält sich daher in diesem Frequenzbereich wie ein einfaches Paneel der gleichen Gesamtmasse mit den entsprechenden Steifigkeitseigenschaften bei Biegung.
- Im Bereich mittlerer Frequenzen mit kurzen Wellenlängen nähert sich die Wellengeschwindigkeit der Schwingungen derer der querlaufenden Scherwellen, daher wird in diesem Frequenzbereich die Paneelsteifigkeit vom Schermodul des Kerns beeinflusst
- Bei hohen Frequenzen nähert sich die Wellenlänge der Kerndicke und die Schwingungen der Decklagen entkoppeln sich von der des Kerns. Die Energie der Biegespannungen verteilt sich daher auf die Biegung der einzelnen Deckschichten um ihre neutralen Achsen. Die Wellengeschwindigkeit wird daher in diesem Bereich durch die Biegewellengeschwindigkeit der unabhängig voneinander schwingenden Deckschichten bestimmt.

Das Sandwichmodell bietet zudem die Möglichkeit über eine implementierte Modalanalyse das Biegewellenfeld mittels synthetischer Moden zu untersuchen, anstatt mit Hilfe der sich frei ausbreitenden Wellen, die normalerweise in der SEA verwendet werden. Dadurch wird die Modendichte des Paneels genauer bestimmt und auch der Abstrahlgrad (Kapitel A.4) neu berechnet. Das Programm ermittelt mit Hilfe einer einfachen Modalanalyse und der synthetischen Moden dabei die natürlichen Frequenzen des zu untersuchenden Subsystems, unterhalb der ersten natürlichen Frequenz jedoch mit den sich frei ausbreitenden Wellen.

General Laminate-Modell

Eine weitere Möglichkeit zur Modellierung von Sandwichplatten bietet das General Laminate-Modell. Die Platten werden dabei als ein Verbund aus übereinandergelegten Schichten beschrieben. Somit lassen sich im Gegensatz zum Sandwich-Modell auch unsymmetrische Aufbauten mit beliebig vielen Lagen realisieren. Allerdings kann hierzu aus der Datenbank nur auf isotrope Materialien zurückgegriffen werden.

Darüber hinaus ist die Möglichkeit einer zusätzlich in die Berechnung mit einfließenden Modalanalyse bei diesen Platten nicht möglich, so wie auch die Anregung mit einer turbulenten Grenzschicht nicht realisiert werden kann. Der Dämpfungsverlustfaktor des kombinierten Schichtverbundes wird zudem aus den einzelnen Dämpfungsverlustfaktoren für die verschiedenen Wellenarten pro Schicht berechnet.

Eine Besonderheit des General Laminate-Modells ist die Berechnung der vorkommenden Wellenarten. Dazu wird die Querschnittsverformung des Laminates durch einen FE-Code zweidimensional modelliert und das Eigenwertproblem gelöst, um die ersten drei vorhandenen Wellenarten zu bestimmen. Diesen werden dann die Biege-, Scher- und Dehnwellen zugewiesen.

Zur Simulation des Paneels werden fünf verschiedene Fälle untersucht. Allen simulierten Paneelen werden die gleichen Lagendicken von $h_w=4$ mm für den Kern und $t_p = 0,24$ mm für die Deckschichten zugewiesen. Die Dicke der Deckschicht wird hierbei gegenüber den Angaben zum Originalpaneel geringfügig geändert um die Gesamtmasse des simulierten Paneels anzupassen, die sich im niederfrequenten Bereich am größten auf den Schalldurchgang auswirkt und so einen genaueren Vergleich zulässt. Durch die Dichten der Decklagen und deren Dicken ergibt sich die Gesamtmasse des simulierten Paneels zu $M_P = 1,076$ kg.

Die Wabe und die Deckschichten erhalten daher die Materialdaten aus Tabelle 7.5. Im Biegeversuch wurde dabei der E-Modul bestimmt und über die geschätzte Poissonzahl der Schubmodul berechnet. Die iso- und orthotrope Wabendaten wurden Datenblättern entnommen und in den fehlenden Richtungen berechnet.

Dichte ρ [kg/m ³]	E-Modul E [Pa]	Schubmodul G [Pa]	Poissonzahl ν_{12}	
Decklagen				
1770	$1,48 \cdot 10^{10}$	$5,97 \cdot 10^{09}$	0,24	aus Biegeversuch
1770	$2,22 \cdot 10^{10}$	$8,95 \cdot 10^{09}$	0,24	nach Mischungsregel
Wabe				
32	$6,6 \cdot 10^{04}$	$2,46 \cdot 10^{04}$	0,34	isotrope Wabe
	E1/E2/E3	G12/G23/G31	$\nu_{12}/\nu_{23}/\nu_{31}$	
32	$4,1 \cdot 10^{04}$	$2,46 \cdot 10^{04}$	0,9987	orthotrope Wabe
	$4,1 \cdot 10^{04}$	$2,49 \cdot 10^{07}$	$1,4 \cdot 10^{-05}$	
	$8,6 \cdot 10^{07}$	$1,57 \cdot 10^{07}$	0,03	

Tabelle 7.5: Materialdaten der Wabe und der Deckschichten des Versuchspaneels

7.1.4 Vergleich der Ergebnisse

Die Berechnungsergebnisse der unterschiedlichen Modelle ergaben, dass das Sandwichmodell (SW) mit orthotropen Eigenschaften der Wabe (OW) und zusätzlich aktivierter Modalanalyse (Mod) die Ergebnisse liefert, welche die Resultate der Intensitätsmessung am besten widerspiegeln.

Dabei zeigt die Simulation des Sandwiches mit den aus der Mischungsregeln (MR) berechneten Daten der Decklagen eine sehr gute Genauigkeit mit einer Abweichung des Schalldurchgangsverlustes von weniger als ± 1 dB im Vergleich zu den Messergebnissen. Der aus dem Biegeversuch (BV) geringer ermittelte E-Modul führt bei der Simulation

des zweiten Panels zu einer geringfügig höheren Abweichung, die dennoch auch den charakteristischen Verlauf des Transmission Loss sehr gut repräsentiert.

Die Berechnung ohne die Modalanalyse der Paneele mit einem orthotropen Kern zeigt zwei markante Einbrüche bei der Koinzidenzfrequenz einer Decklage und der Doppelwandfrequenz des gesamten Panels und einen anschließenden starken Anstieg, so daß der restliche Kurvenverlauf dem des Massegesetzes entspricht.

Die Sandwichmodelle mit isotropen Wabeneigenschaften (IW) zeigten jeweils bei aktivierter und deaktivierter Modalanalyse denselben Kurvenverlauf, der ebenfalls das Massegesetz des gesamten Panels repräsentiert, jedoch ohne die beiden bereits erwähnten Einbrüche mit orthotropem Kern (Abb. 7.4).

Das General Laminate-Modell (GL) gibt den Verlauf ab einer Frequenz ab 300 Hz bis zur berechneten Doppelwandkoinzidenz bei 3100 Hz ebenfalls gut wieder. Der einzige Unterschied zwischen den auf den Daten des Biegeversuchs und der Mischungsregel berechneten Kurven besteht darin, dass diejenige mit dem nach der Mischungsregel berechnetem E-Modul bei einer niedrigeren Frequenz einknickt. Jedoch wird im weiteren Verlauf ähnlich der Berechnungen des Sandwichmodells ohne Modalanalyse das Schalldämmmaß zu hoch bewertet (Abb. 7.5).

Bei niedrigen Frequenzen bis 300 Hz zeigen sämtliche SEA-Modelle Ungenauigkeiten gegenüber dem gemessenen Verlauf, der allerdings in diesem Bereich noch durch modale Effekte beeinflusst wird, die durch die reine SEA nicht wiedergegeben werden können.

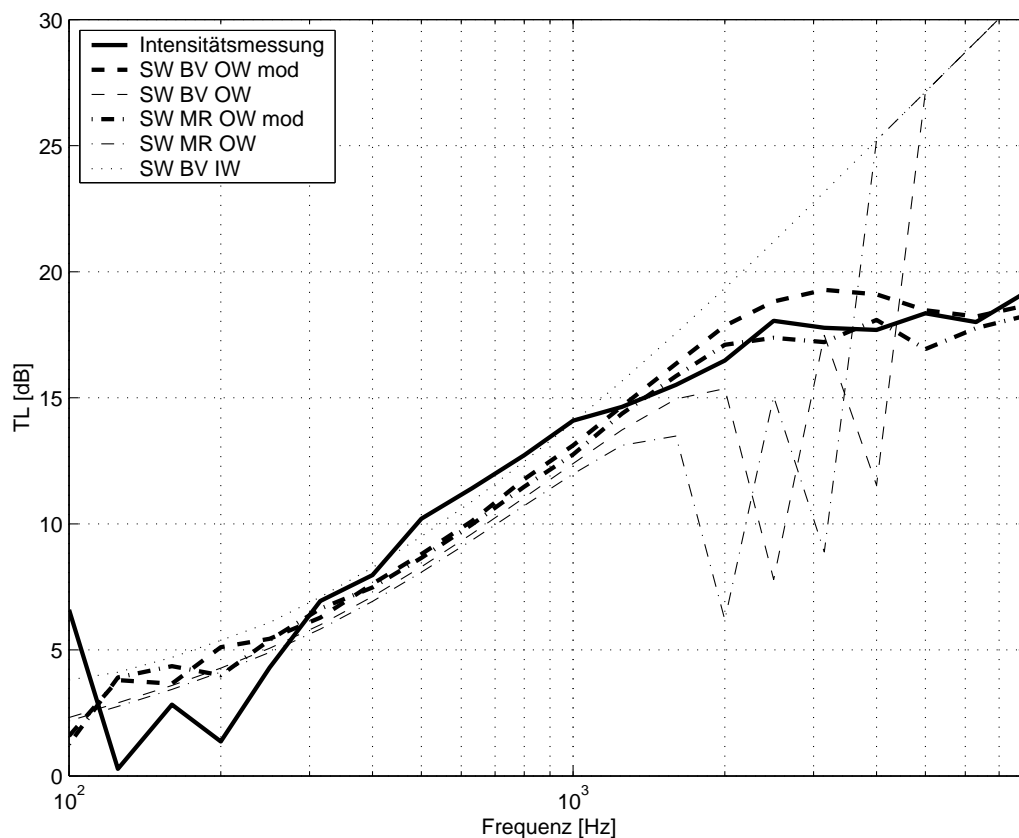


Abbildung 7.4: Berechnetes Schalldämmmaß (TL) des Sandwich-Modells

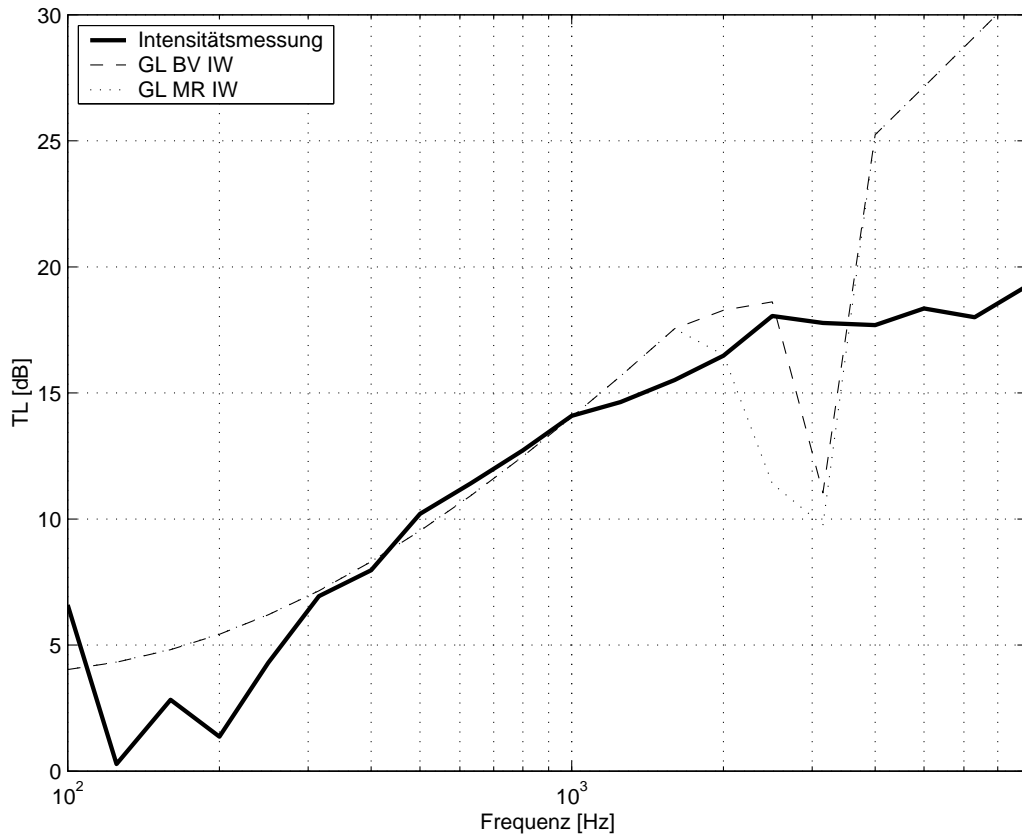


Abbildung 7.5: Berechnetes Schalldämmmaß (TL) des General Laminate-Modells

7.2 Schalldurchgangsmessungen eines Sandwichpaneels mit Schwerematte

Um die Auswirkungen eines zusätzlich aufgetragenen Schwerebelags zu untersuchen, wurde das in 7.1.1 beschriebene Paneel mit einer zusätzlichen Schwerebeschichtung versehen und die Schalldurchgangseigenschaften ebenfalls im Versuch bestimmt. Dabei wurde der Einfluß der zusätzlichen Masse und der Dämpfungseigenschaften des Belags auf den Schalldurchgang untersucht.

7.2.1 Modellierung der Komponenten

Die verwendete Schwerematte besteht aus einem sehr dichten Silikon, in das zur Verstärkung ein Glasfasergewebe eingearbeitet ist. Die Befestigung auf dem Paneel erfolgt durch eine Klebeschicht.

Der E-Modul des Belags beträgt $E_S = 23,1 \text{ MPa}$ und die Dichte $\rho_S = 1850 \text{ kg/m}^3$. Mit einer Dicke von $t_S = 2,8 \text{ mm}$ ergibt sich somit eine Flächenmasse von $m_S = 5,2 \text{ kg/m}^2$.

Die Eigenschaften des Paneels wurden aus 7.1.1 übernommen.

7.2.2 Intensitätsmessung

Analog zu 7.1.2 wurde diese Konfiguration ebenfalls mit der Intensitätssonde vermessen und so das Schalldämmmaß ermittelt. Die Schwerematte befand sich dabei in Analogie zum Hubschrauber auf der Seite des Senderraums in Richtung der Lärmquelle.

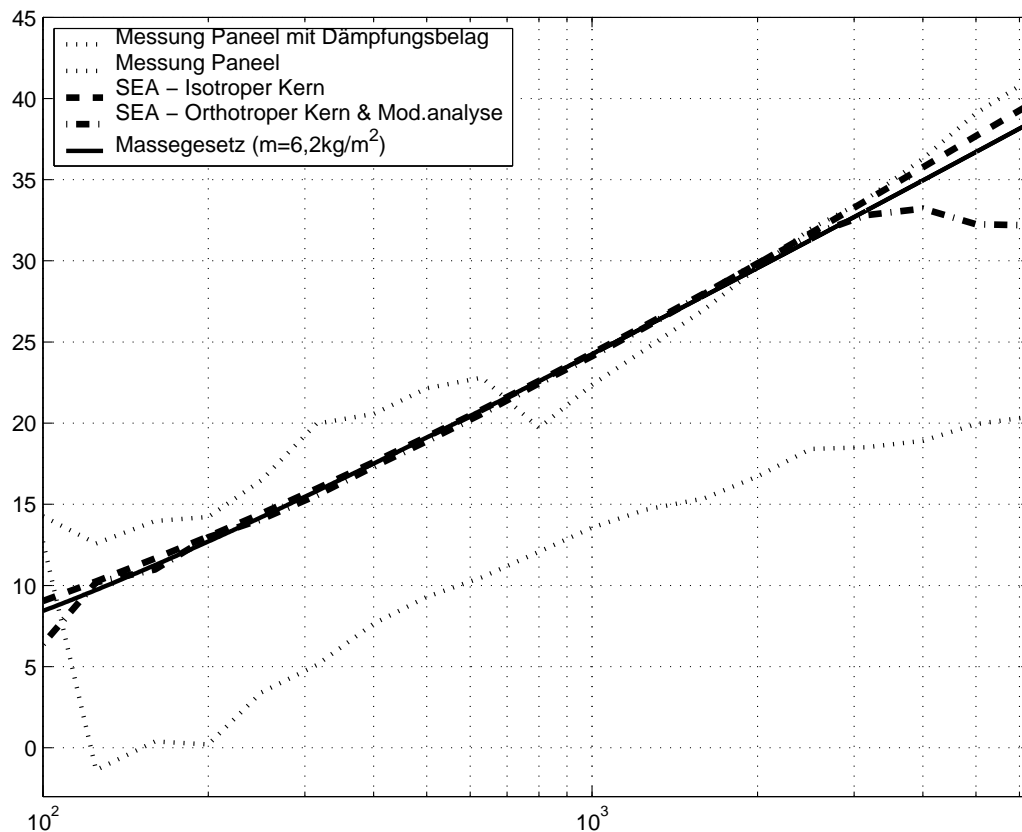


Abbildung 7.6: Dämmeigenschaften des Paneels mit Schwerermatte

Die Messergebnisse zeigen über den gesamten Frequenzbereich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Massegesetz für die gesamte Einheit aus Paneel und Schwerermatte. Der leichte Einbruch bei 800 Hz deutet auf einen dünnen Luftspalt hin, der sich durch den Aufbau bedingt zwischen Matte und Paneel befand. Auffällig ist des Weiteren, dass auch oberhalb der zuvor für das Paneel bestimmten Koinzidenzfrequenz das Massegesetz überwiegt und die Koinzidenzeffekte nicht auftreten.

Aus den bei den Messergebnissen nicht sichtbaren Koinzidenzeffekten folgt des Weiteren, dass die durch den dicken und schweren Absorptionsbelag zusätzlich aufgebrachte Masse im Vergleich zu den Schalldurchgangseigenschaften des Paneels überwiegt. Das Paneel verhält sich dadurch nicht mehr wie eine steife Platte mit einer Schwerschicht, sondern es wird in seinem Verhalten viel mehr von der relativ weichen und schweren Masseschicht dominiert, die durch das Paneel eine zusätzliche statische Stabilität erhält.

7.2.3 Simulation unter AutoSEA

Zur Simulation in AutoSEA werden analog die in 7.1.3 modellierten Paneele verwendet.

Die isotropen Materialeigenschaften des Dämpfungsbelages wurden als Festkörper in das Programm eingegeben und anschließend als "Noise Control Treatment" (Schalldämmungs- und Dämpfungsbelag) in das Modell eingefügt. Dieser wird anschließend als zusätzlicher Belag auf das Paneel aufgetragen und der Schalldurchgang berechnet.

Die Simulation wird auf Grundlage des Sandwichmodells des Paneels durchgeführt, welches schon in 7.1.4 zu den realistischsten Ergebnissen führte. Berechnet werden anschließend die Schalldurchgangseigenschaften der Schwerermatte auf einem Paneel mit orthotropen Kerneigenschaften und gleichzeitiger Verwendung der Modalanalyse und einem

Paneel mit isotropem Kern.

7.2.4 Vergleich der Ergebnisse

Im Vergleich zu den Ergebnissen aus 7.1.4 zeigt die Berechnung mittels der Modalanalyse einen um 10-15 dB erhöhten Schalldurchgangsverlust und Koinzidenzeffekte ab 3 kHz (Abb. 7.6). Der Vergleich mit den Simulationen des einzelnen Paneels zeigt, dass die Grundeigenschaften nicht verändert werden und das Aufbringen der Schwerebeschicht nur eine proportionale Erhöhung des Schalldurchgangsverlustes bewirkt.

Die Berechnung des Paneels mit isotropem Kern und dem Schwerebelag führte zu einem dem Massegesetz annähernd entsprechenden Verlauf und gibt, mit Ausnahme einer Abweichung im Bereich von 200-600 Hz um maximal 5 dB, die Messergebnisse somit gut wieder.

Kapitel 8

Einzelkomponentenanalyse der Hubschrauberkabine

Um die Simulation der Hubschrauberkabine zu verifizieren wurden zusätzlich zu den Labormessungen eines Paneels auch Intensitätsmessungen an einer realen Hubschrauberkabine durchgeführt. Als zu messende Komponenten wurden sämtliche Scheiben, die Türverkleidungen und die Heckklappen ausgewählt, da dies die einzigen Komponenten sind, die vom äußeren Schalldruckpegel angeregt eine direkte Schallabstrahlung ohne Doppelwandeffekte in die Kabine ermöglichen. Sie sind daher für den größten Beitrag des Energieeintrags durch Luftschall in den Innenraum verantwortlich. Zusätzlich lassen sich diese Elemente durch die SEA wegen ihrer einfachen Geometrie und den bekannten Lagenaufbau auch gut modellieren und somit ebenso zuverlässig validieren.

8.1 Intensitätsmessungen an Einzelkomponenten

Im Gegensatz zum tatsächlichen Energiefluss während des Fluges von außen nach innen wurde für die Messungen ein reziprokes Verfahren angewandt und im Inneren der Hubschrauberkabine ein Lautsprecher aufgestellt und weißes Rauschen erzeugt. An der jeweils mit einer mobilen Intensitätssonde manuell abgefahrenen äußeren Oberfläche wurde auf der Innenseite ein weiteres Mikrophon angebracht um den dort herrschenden Schalldruckpegel zu messen. So wurden analog zu den Labormessungen in Kapitel 7.1.2 zusammen mit der an der Außenseite gemessenen Intensität die Schalldurchgangseigenschaften des Bauteils aus dem Unterschied der beidseitig herrschenden Schalldruckpegel ermittelt.

Neben den bereits erwähnten Vorteilen dieses Verfahrens bestand auch hier die Möglichkeit unter Umgebungslärm genaue Messungen durchzuführen, zudem ist es durch ein Minimum an verwendeten Komponenten leicht zu transportieren und flexibel einsetzbar. Die bei den Labormessungen eingesetzten und validierten Geräte waren mit denen in der Werkshalle verwendeten identisch. Dies war für zuverlässige Ergebnisse ebenso notwendig wie die Voraussetzung, die Messungen möglichst schnell durchzuführen, um keine Verzögerungen im Produktionsablauf des Hubschraubers entstehen zu lassen. Daher wurden bei diesen Messungen im Gegensatz zu den Labormessungen aus 7.1 nicht einzelne Punkte abgetastet, sondern es wurde die gesamte Fläche am Stück durch ein Überstreichen der Oberflächen mit der Sonde abgescannt. Dieses Verfahren erlaubt eine schnelle Datenerfassung und verwischt zudem die Einflüsse lokaler Unterschiede der Paneele, wie zum Beispiel die aus Sandwich mit kleinen eingearbeiteten monolithischen Bereichen bestehenden Türpaneelle oder Heckklappen. Die erhaltenen Werte sind so im Folgenden auch

mit den Ergebnissen der SEA besser vergleichbar, da bei den Messungen bereits die statistischen Besonderheiten dieses Berechnungsverfahrens berücksichtigt wurden und von einem Subsystem mit homogenen Eigenschaften ausgegangen wird.

Die Messdaten aus dem Analysator wurden ebenfalls bereits vor Ort verifiziert und ausgewertet um schon während der Messung eine weitere Sicherheit über die Verlässlichkeit der Ergebnisse zu erhalten.

Mit Hilfe des Intensitätsmessverfahrens konnte somit über die Energiebilanz der ein- und abgestrahlten Schalleistung der einzelnen vermessenen Teilbereiche wie Heckklappe oder Fensterscheibe der Schalldurchgangsverlust qualitativ erfasst werden. Diese Werte werden im folgenden genutzt, um Referenzwerte für die Berechnung des Schalldurchgangs durch einzelne Komponenten in AutoSEA zu erhalten.



Abbildung 8.1: Messaufbau am Hubschrauber mit Analysator und Detail der Intensitätsmesssonde

Scheiben

Erste Intensitätsmessungen wurden an den Fensterscheiben durchgeführt. Diese bestehen ja nach Position aus Acrylglasscheiben unterschiedlicher Dicke von 2 mm oder 4 mm. Die Scheiben der Schiebetüren und die kleinen Seitenscheiben im hinteren Bereich der Kabine besitzen am Rand jeweils eine leichte Krümmung, um eine bessere Rundumsicht zu gewährleisten; die Scheiben der Flügeltüren beinhalten zudem ein Schiebefenster. Die oberen und unteren im Vergleich zu den Seitenscheiben dickeren Vorderscheiben sind über den gesamten Bereich stark gekrümmt.

Die Messungen der Scheiben der Schiebetür und des hinteren Fensters zeigen einen konstanten steigenden Verlauf und somit eine starke Dominanz des Massegesetzes, was

aus dem einfachen homogenen Materialaufbau der Seitenscheibe ohne Krümmungen und ohne extreme Randbedingungen folgt (Abb. 8.2).

Die Messergebnisse der Seitenscheiben der Flügeltüren weisen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit dem Massegesetz und dem Kurvenverlauf der restlichen Seitenscheiben im Bereich bis 2 kHz auf, jedoch zeigt sich im weiteren Verlauf ein deutlich schwächerer TL, der durch eine unzureichende Abdichtung des Schiebefensters verursacht wird (Abb. 8.2).

Die beiden Vorderscheiben hingegen weisen einen auffällig starken Einbruch des Schalldurchgangsverlustes im Bereich von 500 Hz bis 1 kHz auf, der durch die starke Krümmung und die Einspannung der Scheiben verursacht wird (Abb. 8.3). Darüber hinaus fällt auf, dass das gemessene Schalldämmmaß der 4 mm dicken Vorderscheiben um etwa 3 - 4 dB unterhalb des dazugehörigen Massegesetzes liegt und eher dem einer 3 mm dicken Scheibe entspricht. Eine Ursache für die Abweichung besteht darin, dass der auf eine relativ große Fläche treffende Schalldruckpegel innerhalb der Kabine nur an einer Stelle gemessen wurde, von außen jedoch die gesamte Fläche während der Messung erfasst wurde und Variationen des Schalldruckpegels im Kabineninneren damit nicht berücksichtigt wurden. Diese Abweichung liegt jedoch in einem für die SEA vertretbaren Rahmen.

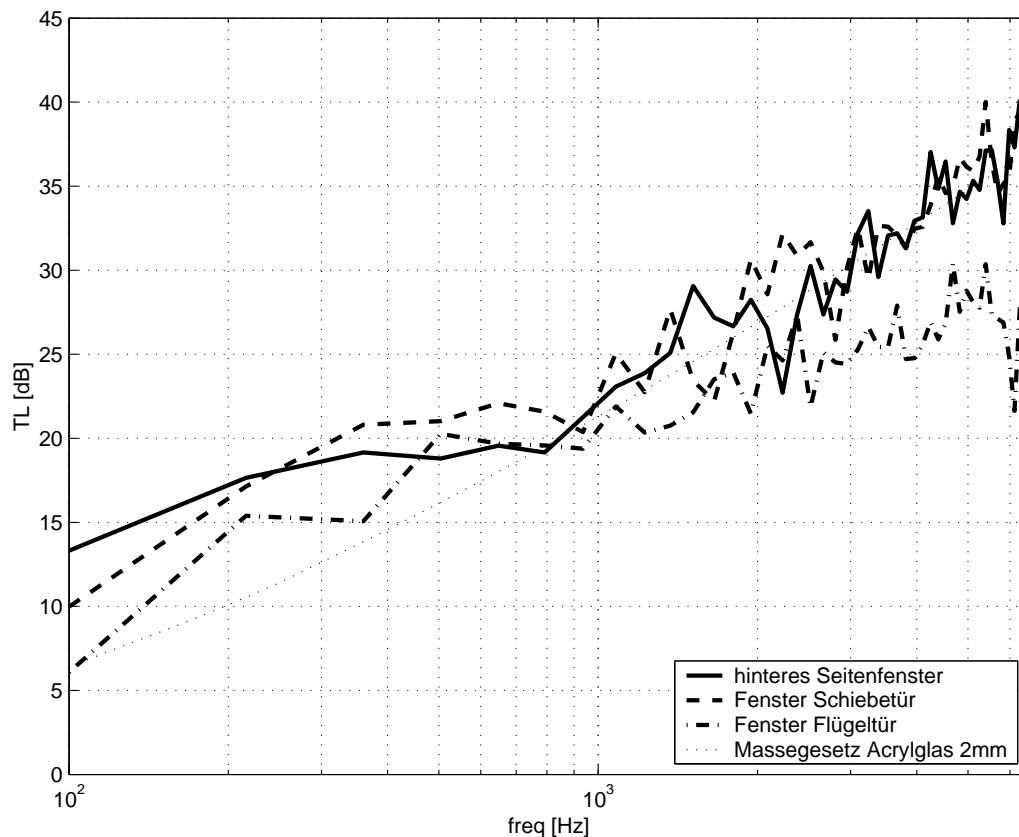


Abbildung 8.2: gemessener TL der Seitenscheiben

Paneele

In einem zweiten Schritt wurden einige Paneele vermessen, die auf Grund ihres komplexen Aufbaus nur sehr schwer in SEA nachzumodellieren sind. Es wurden die Seitenpaneele der Türen und die Heckklappe untersucht, um anhand der Ergebnisse auch die Modellierung dieser Subsysteme in AutoSEA zu untersuchen und zu optimieren.

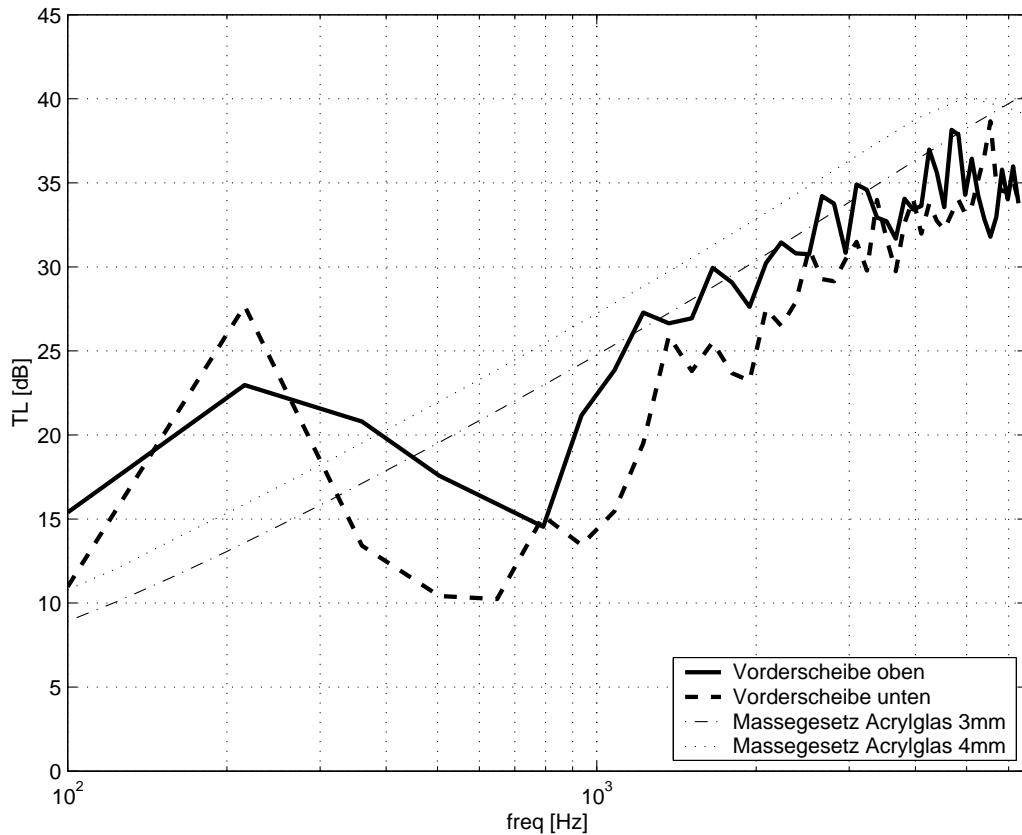


Abbildung 8.3: gemessener TL der gekrümmten Vorderscheiben

Die Paneele der Türen, die als Deckel an dem GFK-Rahmen befestigt sind, bestehen hauptsächlich aus einem Sandwichpaneel mit einer mehrlagigen Schicht Kohlefaserprepregs als Decklagen, auf der sich auf der Vorder- und Rückseite eine dünne Schicht Glasfaserprepreg befindet. Zudem besitzen sie an einigen Stellen noch teilweise monolythische Bereiche.

Die Heckklappe besitzt ebenfalls einen symmetrischen Aufbau. Die Decklagen bestehen aus einigen Lagen eines Kohle/Glas-Hybridprepregs mit einer dünnen Decklage Glasfaserprepreg. Verstärkt wird diese Struktur an einigen Stellen durch eine Wabe.

Ab einer Frequenz von etwa 1 kHz folgen die Messkurven aller drei Paneele dem Massegesetz, das geringfügig unterhalb dessen der Seiten- und Vorderscheiben liegt. Die Heckklappe zeigt im Vergleich zu den Türpaneelen zudem einen Einbruch der Steigung durch eine Koinzidenzfrequenz im Bereich ab etwa 5 kHz (Abb. 8.4).

Sowohl die Messungen an den Paneelen als auch an den Scheiben zeigen ein auffällig hohes und auch über dem jeweiligen Massegesetz liegendes gemessenes Schalldämmmaß bis etwa 800 Hz, der einzig bei den gekrümmten Vorderscheiben durch den Krümmungseffekt überlagert ist. Hierbei handelt es sich einerseits um modale Effekte, die bereits bei den Labormessungen im niedrigen Frequenzbereich beobachtet wurden und durch eine feste Einspannung der Bauteile noch zusätzlich verstärkt werden, andererseits spielt auch die Ungenauigkeit des Messverfahrens bei niedrigen Frequenzen eine Rolle, da in diesem Bereich nicht mehr von einer Diffusivität des Schallfeldes in der Kabine ausgegangen werden kann. Dies muss im weiteren Verlauf des Vergleichs mit den Ergebnissen der Simulation berücksichtigt werden.

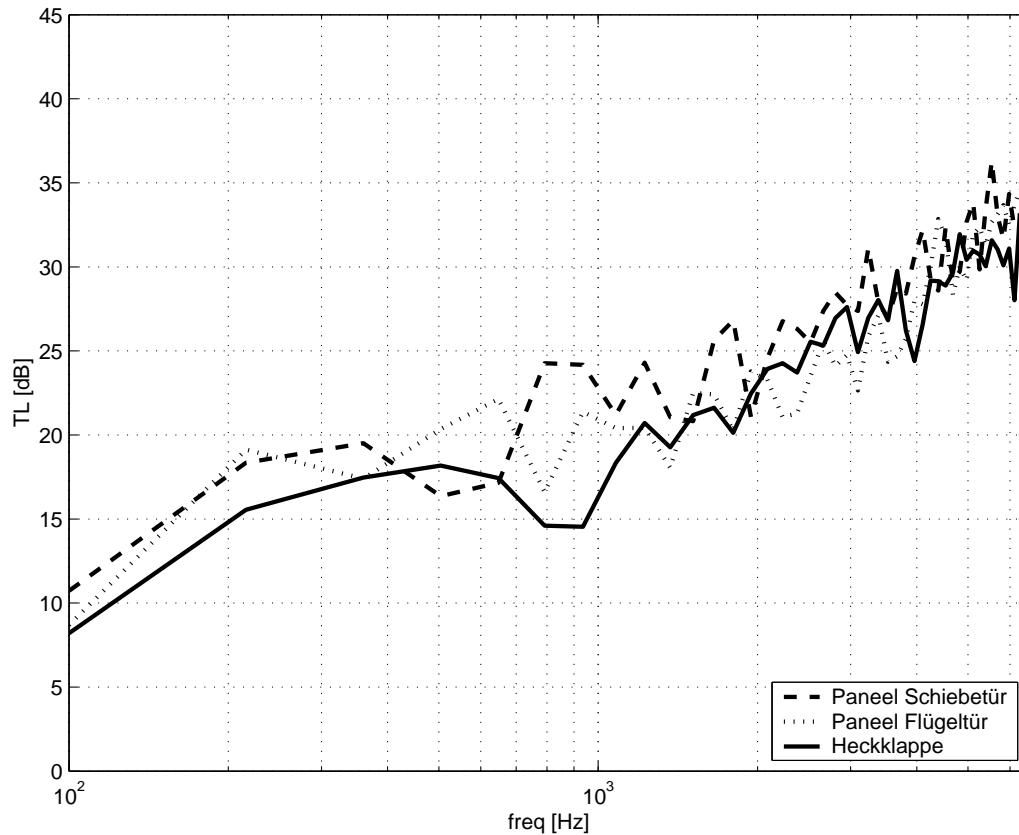


Abbildung 8.4: gemessener TL der Paneele

8.2 SEA-Simulation

Die während der Intensitätsanalyse untersuchten Paneele und Scheiben werden auch in Bezug auf ihren Schalldurchgang in SEA nachgerechnet (7.1.3), um einerseits deren Modellierung zu überprüfen und im Falle von Abweichungen auch anzupassen. Dazu werden die Platten direkt aus dem SEA-Modell entnommen, um bei einer Modalanalyse gekrümmter Platten auch deren spezielle Geometrie zu berücksichtigen.

8.2.1 Scheiben

Die homogenen Scheiben bestehen aus Acrylglas, das eine Dichte von 1190 kg/m^3 , einen E-Modul von 33 GPa und eine Poissonzahl von $\nu = 0,37$ besitzt.

Die Seitenscheiben sind als flache, homogene Platten mit $t = 2 \text{ mm}$ Dicke modelliert, die beiden doppelt gekrümmten Vorderscheiben besitzen eine Wandstärke von $t = 4 \text{ mm}$.

Die Berechnung des Schalldämmmaßes der ebenen hinteren Seitenscheibe und der Scheibe der Schiebetür gibt, mit Ausnahme der bereits erwähnten Abweichung bis etwa 900 Hz, die Messergebnisse sehr gut wieder. Der Verlauf der Schalldämmung des Fensters der Flügeltüre wird im hohen Frequenzbereich gegenüber der Realität zu hoch berechnet. Basierend auf der Tatsache des in dieser Scheibe durch das Schiebefenster vorhandenen Spaltes wurde auch im Modell ein Spalt mit einer Abmessungen vom $2 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ als zusätzliches akustisches Leck hinzugefügt, was zu einem geringeren TL bei hohen Frequenzen führt und die Messergebnisse sehr gut wiedergibt (Abb. 8.5).

Unter Berücksichtigung der doppelten Krümmung der vorderen Windschutzscheiben wurde die Berechnung trotz eines isotropen Ausgangsmaterials mit Hilfe der Modalanalyse

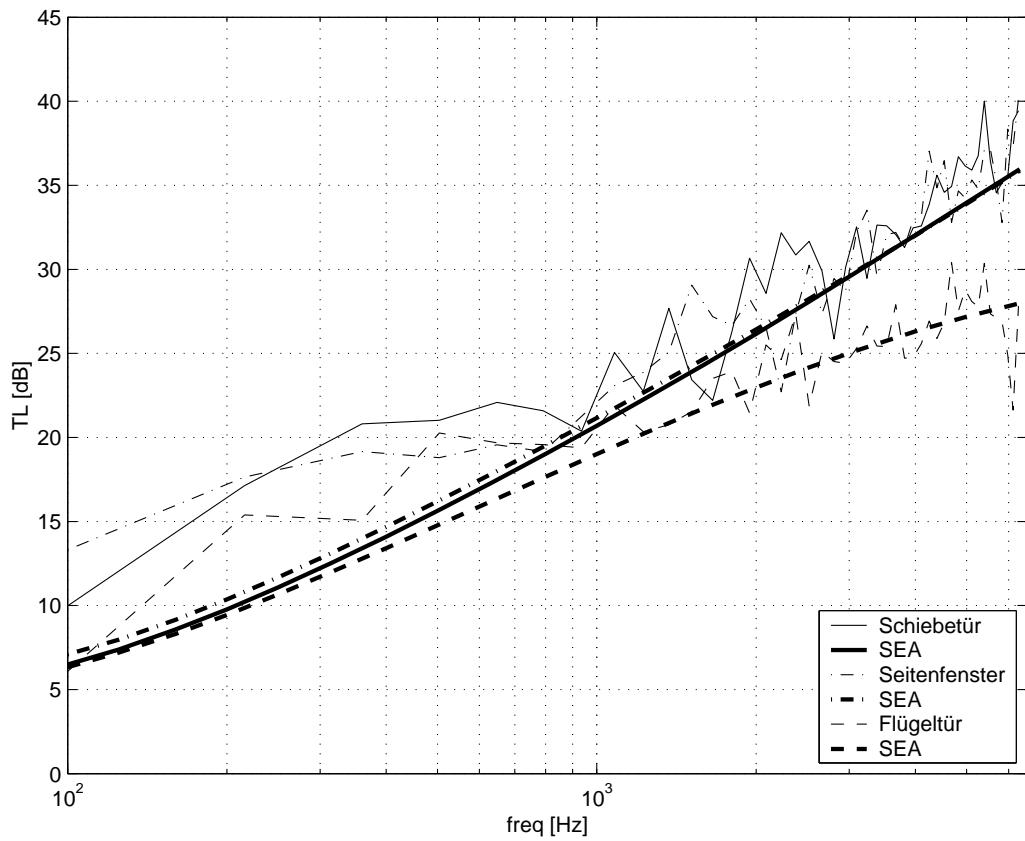


Abbildung 8.5: simulierter TL der Seitenscheiben

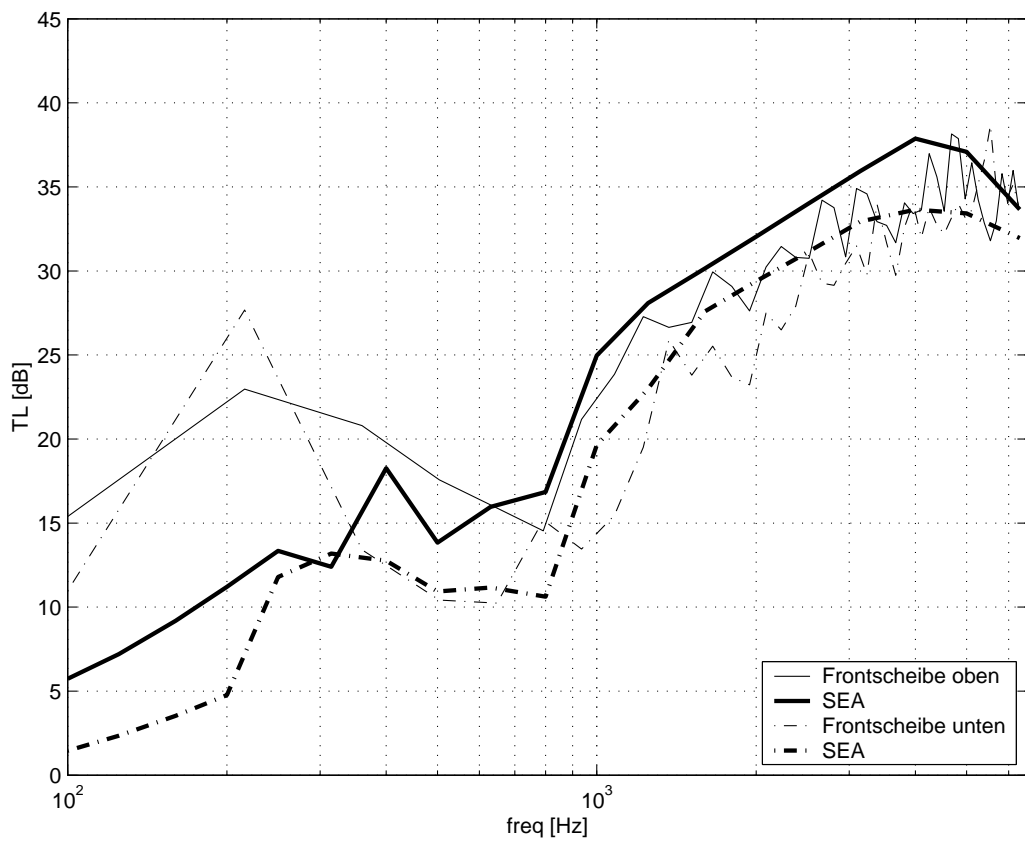


Abbildung 8.6: simulierter TL der Vorderscheiben

durchgeführt. Durch eine nachträgliche Änderung der ursprünglichen durch die Modellgeometrie vorgegebenen Krümmungsradien kann auch für diese Elemente der Verlauf der Messkurve nachvollzogen werden. Diese Änderung passt hierbei die Modendichte sowie die Wellenzahl an die tatsächlichen Verhältnisse an. Ab einer Frequenz von 900 Hz beträgt die Abweichung zwischen Messung und Simulation noch etwa $\Delta = 2$ dB, was im Rahmen der Ungenauigkeit des Messverfahrens liegt und auch den Ergebnissen aus 8.1 entspricht (Abb 8.6).

8.2.2 Paneele

Bedingt durch die der Ergebnisse aus 7.1.4 wurden die Verbundwerkstoffpaneele der Türverkleidungen und der beiden Heckklappen ausschließlich im Sandwich-Modell nachgerechnet.

Um die Deckschicht der jeweiligen Sandwich-Modelle zu erstellen wurden die in Wirklichkeit aus unterschiedlichen Prepregs bestehenden Decklagen nach Anhang B homogenisiert und so der isotrope Gesamt-E-Modul in beide Hauptrichtungen der Decklage ermittelt.

Die Decklagen der beiden vorderen Flügeltüren bestehen aus Kohlefaserprepreg mit einer Lagendicke von jeweils 0,25 mm und einer Dichte von 1540 kg/m^3 . Die Homogenisierung der Lagen ergab einen E-Modul von $E_{1/2} = 20$ GPa mit einer Poissonzahl von $\nu = 0,4$ über die gesamte Dicke von 0,75 mm. Als Kern wurde eine 5 mm starke Wabe aus Poliamidpapier, wie sie in Kapitel 7.1.1 beschrieben wird, verwendet.

Das Kernmaterial des modellierten Sandwichpaneels der beiden Schiebetüren besteht ebenfalls aus einem 5mm dicken Wabenkern. Die Decklagen besitzen einen leicht unterschiedlichen Aufbau mit einer Dichte von $\rho = 2526 \text{ kg/m}^3$ und einer Dicke von $t_p = 0,456$ mm nach der Homogenisierung. Die Steifigkeit der Decklagen in beide Hauptrichtungen beträgt $E = 51$ GPa und ist somit höher als die der Flügeltüren. Für den Poissonkoeffizient ergab sich $\nu = 0,35$.

Die beiden Heckklappen, die flächenmäßig die beiden größten isotropen Subsysteme repräsentieren, werden als doppelt gekrümmte Schalen nachgebildet. Sie sind ebenfalls als Sandwich modelliert, dessen Wabenkern jedoch eine Stärke von 10 mm aufweist. Die Deckschichten des aus Glas- und Kohlefasern bestehenden Hybridprepregs wurden zu einer homogenen Schicht mit 0,9 mm Dicke umgewandelt, die eine Dichte von $\rho_p = 2000 \text{ kg/m}^3$ besitzt und einen E-Modul von $E = 27$ GPa mit einer Poissonzahl von $\nu = 0,32$. Die Masse einer Heckklappe beträgt somit $M = 4,27$ kg und entspricht so in etwa der des realen Bauteils ohne Anbauten wie Scharniere oder Schließmechanismus.

Da alle drei Bauteile als Sandwich aufgebaut und im Fall der Heckklappen noch zusätzlich doppelt gekrümmt sind, wurde der Schalldurchgangsverlust aller Elemente mit aktivierter Modalanalyse berechnet.

Der Vergleich der Berechnungsergebnisse der Türpaneele (Abb. 8.7) mit den Resultaten der Intensitätsmessung zeigt, analog zu den Ergebnissen der Scheiben, einen höheren gemessenen Schalldurchgangsverlust bis etwa 700 Hz. Dies trifft insbesondere auf die Türpaneele zu, bei denen eine höhere Steifigkeit des Paneels der Flügeltüren auch zu einer niedrigeren Koinzidenzfrequenz führt, die sich ab 4000 Hz durch eine geringere Steigung der TL-Kurve bemerkbar macht. Dazwischen folgen die Verläufe dem Massegesetz und zeigen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messergebnissen.

Die korrekte Modellierung des TL der Heckklappe (Abb. 8.8) gestaltete sich durch die Verbindung des Aufbaus aus einer Sandwichplatte mit der doppelt gekrümmten Geometrie schwieriger, jedoch konnte der Verlauf mit dem markanten Anstieg ab 1000 Hz

durch eine Anpassung der beiden Krümmungsradien erreicht werden. Dadurch konnte zudem ebenfalls die Abweichung zu den Messungen im niedrigen Frequenzbereich reduziert werden.

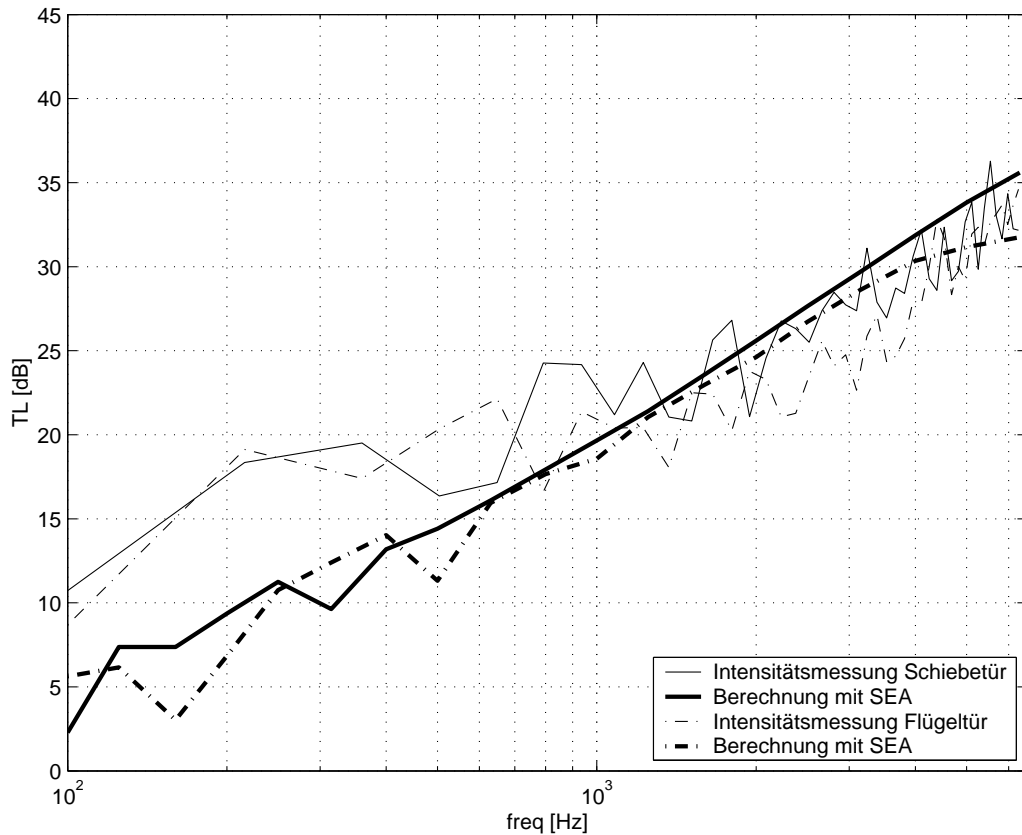


Abbildung 8.7: simuliertes Schalldämmmaß (TL) der Türpaneele

8.3 Auswertung der Ergebnisse

Die SEA-Simulation der Scheiben und insbesondere der Paneele zeigt deutlich, dass eine Messung des Schalldurchgangs der unterschiedlichen Komponenten empfehlenswert ist, da sie eine zusätzliche Sicherheit über die Richtigkeit der Berechnungsergebnisse gibt und dabei hilft, komplizierte Subsysteme besser zu modellieren.

Deutlich wird dies bereits bei den einfach aufgebauten Seitenscheiben, deren gemessener Schalldurchgang gut nachvollzogen werden konnte. Besonders waren bei der vorderen Seitenscheibe mit Schiebefenster, welches die homogenen Eigenschaften dieses Subsystems stört, die Messungen sehr hilfreich. Durch sie wurde die Störung durch den Fensterpalt korrekt im Modell nachgebildet und der Verlauf des Schalldurchgangsverlusts im hohen Frequenzbereich den Messergebnissen realistisch angepasst. Ebenso war es bei den vier gekrümmten vorderen Scheiben notwendig, die Berechnungen durch eine nachträgliche Anpassung der verschiedenen Krümmungsradien im Modell zu optimieren. Dadurch konnte mit unverändertem E-Modul ebenfalls der Schalldurchgang mit einem markanten Einbruch bei etwa 800 Hz und einem Abfall im höheren Frequenzbereich ab 4 kHz nachempfunden werden.

Bei den Verbundwerkstoffpaneelen bestand die zusätzliche Schwierigkeit, dass die genauen Eingaben der Materialdaten der Deckschichten für das Modell nur schwer zu be-

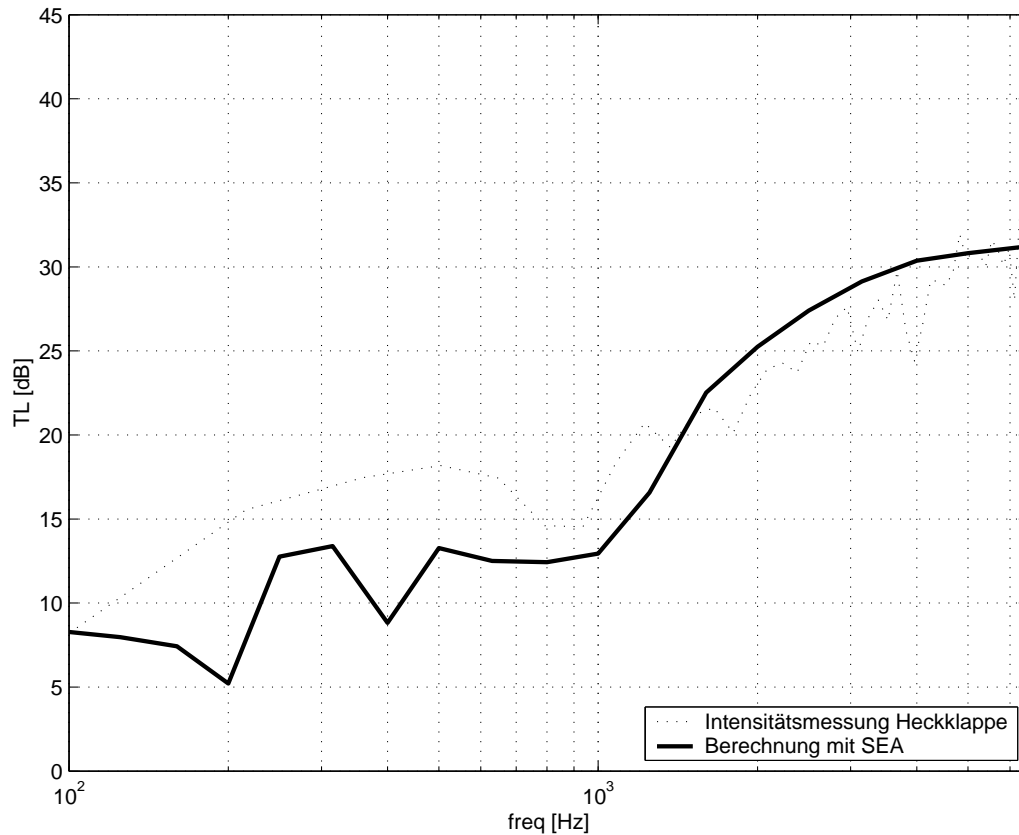


Abbildung 8.8: simuliertes Schalldämmmaß (TL) der Heckklappe

stimmen waren. Durch den Vergleich mit den Messungen konnte auch die Richtigkeit der homogenisierten Daten über den Verlauf des Schalldurchgangsverlustes indirekt verifiziert werden und mit der Erfahrung aus den doppelt gekrümmten Frontscheiben konnte auch der Verlauf des TL der Heckklappen mit dem ausgeprägtem Anstieg ab 1 kHz und einem maximalen TL von etwa 30 dB ab 3 kHz nachgebildet werden.

8.4 Analyse der Vergleichsmessungen

Der Vergleich von Messung unter Laborbedingungen in Kapitel 7 und Simulation eines Verbundwerkstoffpanels mit bekannten Materialeigenschaften zeigt, dass sich die SEA sehr gut dazu eignet, den Schalldurchgangsverlust der Kabinenwandelemente zu berechnen. Die einzige Ausnahme bildet hierbei der niederfrequente Bereich bis zu einer Frequenz von etwa 300 Hz, da die hierbei auftretenden modalen Effekte nicht nachmodelliert werden können.

Die Unterschiede zwischen Messergebnissen und Simulation mit dem Panel und aufgebrauchter Absorptionsmatte hingegen zeigten neben den bereits dargestellten Schwächen im niedrigen Frequenzbereich für den Fall der Berechnung mit Hilfe der Modalanalyse auch große Abweichungen im Bereich der Koinzidenzfrequenz. Die Dominanz der Masse der Schwerematte zeigte ihre Wirkung beim Schalldurchgang bei der Berechnung erst, wenn die zusätzliche Option der Modalanalyse deaktiviert wurde.

Die Vergleichsmessungen an einzelnen Komponenten der Hubschrauberkabine schließlich waren sehr hilfreich und in einigen Fällen zudem notwendig, um die Modellierung einzelner komplexer Subsysteme anzupassen und zu validieren. Da dies für einen großen

Teil der Hubschrauberoberfläche durchgeführt wurde, dienten diese Messung auch dazu die Richtigkeit des Gesamtmodells zu überprüfen.

Die Ergebnisse der Intensitätsmessungen im Labor und am realen Modell und deren anschließende Nachmodellierung in AutoSEA haben somit die Notwendigkeit gezeigt, dass vor allem bei komplizierten Subsystemen ein Vergleich zwischen Messung und Simulation dringend erforderlich ist. Dies ist insbesondere der Fall, wenn die Subsysteme aus komplexen geometrischen Formen und einem inhomogenen Lagenaufbau bestehen.

In Anlehnung an die Methode der experimentellen SEA, bei der im Versuch ermittelte Parameter direkt in das Modell implementiert werden, dient dieses Vorgehen ebenfalls dazu, die Genauigkeit der Berechnungen zu erhöhen und die Qualität des Modells zu steigern. Auf diese Weise erhält man eine zusätzliche Sicherheit über die Richtigkeit der Ergebnisse und auch das Vertrauen in das Gesamtmodell wird gesteigert.

Kapitel 9

Gesamtsimulation der Innenakustik

Das in Kapitel 6 beschriebene Modell wird im Folgenden zur akustischen Analyse der Hubschrauberkabine verwendet. Es umfasst 225 Subsysteme, die über 184 Verknüpfungen miteinander verbunden sind. Die Luftschallanregung in den einzelnen Kavitäten geschieht über 20 unterschiedliche Randbedingungen, welche durch die gemessenen Schalldruckpegel in einzelnen Luftvolumina vorgeben werden.

Die Analyse umfasst hierbei nicht nur die Vorhersage des Innenlärmpegels und den Vergleich mit gemessenen Werten, sondern es wird auch frequenzabhängig untersucht, wie diese Pegel zustande kommen und welche Quellen und Transferpfade dafür hauptverantwortlich sind.

Die Auswirkung von Modifikationen im Transferpfad können mit AutoSEA zum Ende der Analyse hin untersucht und beurteilt werden. Dazu gehören beispielsweise eine Erhöhung der Materialdicke oder Modifikationen des Paneelaufbaus, aber auch passive Maßnahmen wie das Aufbringen von Absorptionsmaterialien auf die Paneele oder die Erhöhung der Absorption in den Zwischenkavitäten.

In einem ersten Schritt der Analyse des Gesamtmodells wird daher der berechnete Schalldruckpegel in der Kabine mit den Messergebnissen verglichen und die Genauigkeit des Modells beurteilt. Des Weiteren werden auch Rückschlüsse auf die fehlenden Körperschallpfade gezogen und deren Auswirkung auf die Ergebnisse analysiert. Als Ursache für den sich in der Kabine einstellenden Pegel werden im Folgenden die Hauptbeiträge nach Frequenz und Ursprung identifiziert und charakterisiert. Abschließend werden schließlich die Auswirkungen unterschiedlicher Lärmsenkungsmaßnahmen auf den Kabinenlärm untersucht und deren Effizienz beurteilt.

9.1 Untersuchung des Innenlärmpegels

Mit dem in Kapitel 6.5 gemessenen Außen- und Innenlärmpegel im Schwebeflug und im gefesselten Bodenstandlauf wird das Modell des Hubschraubers verifiziert. Hierzu wird in den um die Kabine angeordneten Kavitäten der an den entsprechenden Positionen gemessene Schalldruckpegel vorgegeben und die Systemantwort im Kabinenvolumen berechnet. Diese Berechnungen werden zum einen mit Hilfe der in Kapitel 7 durch Messungen erhaltenen Schalldurchgangsverluste einzelner Komponenten durchgeführt, andererseits werden diese Verluste auch auf Grundlage der Material- und Geometriedaten berechnet.

Auffällig ist in beiden Vergleichen die relativ hohe Abweichung der gemessenen von den simulierten Werten im niedrigen Frequenzbereich. Die Abweichung um etwa 10 dB im Bereich bis 160 Hz nimmt bis etwa 300 Hz ab und beträgt mit der Ausnahme eines

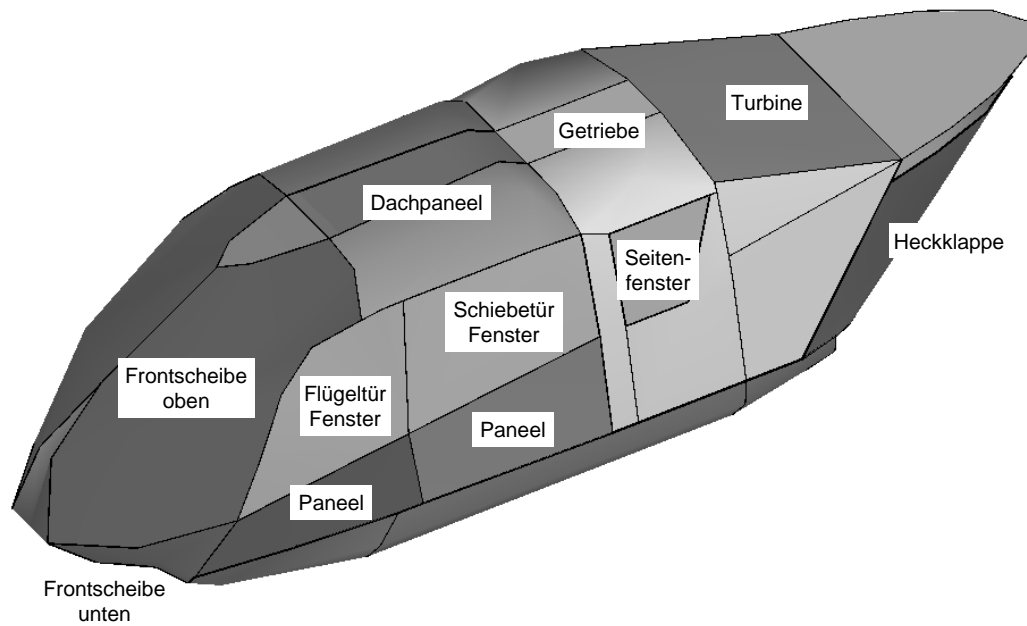


Abbildung 9.1: Bedeutendste Subsysteme des SEA-Hubschraubermodells

Maximums bei 500 Hz etwa 5-6 dB 9.3. Die berechneten Innenlärmpegel mit vorgegebenem Schalldurchgangsverlust einzelner Komponenten liegen in diesem Bereich um etwa 2 - 3 dB niedriger als das komplett berechnete Modell und somit näher an den Messergebnissen, was in den ebenfalls höher gemessenen Schalldurchgangsverlusten aus Kapitel 8 begründet liegt.

Das in den Versuchen gemessene lokale Maximum bei 800 Hz wird in beiden Modellen mit den unterschiedlichen Eingangsgrößen mit einer Abweichung von 2 - 3dB relativ genau simuliert und auch der anschließende Abfall des Schalldurchgangsverlustes wird, mit Ausnahme des durch Körperschall bedingten markanten Pegels bei 2500 Hz im Fall des Flugversuchs, ebenfalls gut wiedergegeben.

Die Vergleichssimulationen des SEA-Modells zeigen somit starke Abweichungen beim direkten Vergleich des Schalldruckpegels im Kabineninneren, insbesondere im niederfrequenten Bereich. Diese Differenzen sind dort jedoch in der Methode und durch Einschränkungen des hier angewandten statistischen Verfahrens aus Kapitel 4.5 begründet.

Die angestrebte Pegeldifferenz von $\Delta \text{SPL} = \pm 3 \text{ dB}$ wird mit dem SEA-Modell nur im hohen betrachteten Frequenzbereich erreicht (Abb. 9.4). Durch Körperschall bedingte Maxima werden, wenn sie nicht durch die im Dach eingefügten Quellen zusätzlich mit eingespeist sind, in den Rechnungen im SEA-Modell ebenso nicht berücksichtigt. In dem Bereich höherer Frequenzen und somit auch höherer Modendichten entsprechen die Simulationsergebnisse eher den während der Messungen ermittelten Werten.

Dies ist insbesondere bei der Anregung durch die lokal genauer definierten und individuell platzierten Lärmquellen der Bodenmessung der Fall.

Die Abweichungen der Messergebnisse beruhen auf unterschiedlichen Ursachen wie einer durch die Methode bedingten ungenauen Modellierung der gesamten Kabinenstruktur oder die ebenfalls erforderliche Vernachlässigung einiger Lärmquellen insbesondere im oberen Bereich der Kabine, die im Rahmen dieser Untersuchungen nicht beseitigt werden können.

Des weiteren wurde bei der Simulation der Außenschallanregung im Flugversuch an sämtlichen Oberflächen im Modell ein identischer Pegel eingestellt, was das realistische

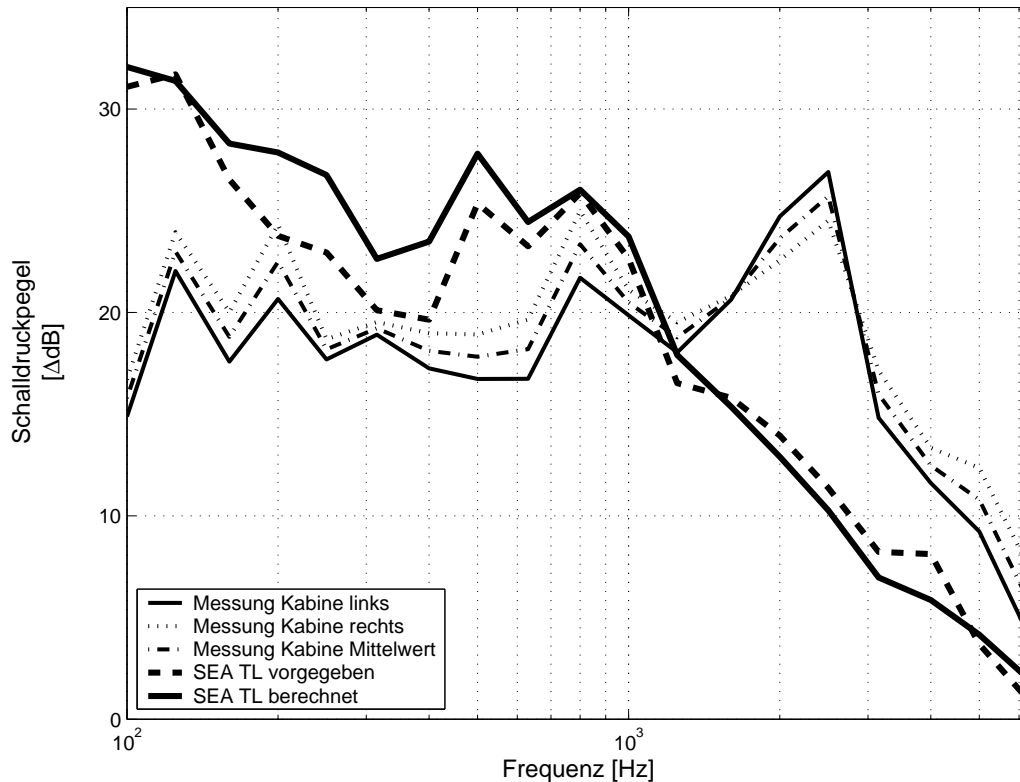


Abbildung 9.2: Innenlärmpiegelvergleich zwischen Messung und Simulation bei Schwebeflug

Schallfeld nicht exakt widerspiegelt, jedoch im Rahmen der Messungen und erhaltenen Messdaten nicht genauer möglich war. Die unzureichende Genauigkeit der Modellierung wird auch durch die Bodenmessungen verdeutlicht, die eine sehr große lokale Varianz von 10 dB der Außenpegel über den gesamten Frequenzbereich aufweisen und so die Komplexität des Außenschallfeldes verdeutlichen.

Aufgrund der im gesamten Verlauf konstanteren Abweichungen des gemessenen vom berechneten Schalldruckpegels wurde das Modell mit den Eingangsdaten aus dem Bodenversuch für die weitere Simulation und Analyse ausgewählt.

Zudem zeigen die für diesen Fall berechneten Ergebnisse eine bessere Übereinstimmung des im für die nachfolgende A-Pegel-bewertete Betrachtung relevanten Frequenzbereiches zwischen etwa 800 und 5000 Hz. Zusätzlich bietet es darüber hinaus den Vorteil, dass die einzeln platzierten Schallquellen unterschiedlicher Stärke ein realistischeres Abbild des Schallfeldes um den Hubschrauber wiedergeben.

Gegenüber einer festen Vorgabe des Schalldämmmaßes wird hierbei zudem dessen Berechnung trotz größerer Abweichungen im Bereich von 200 - 600 Hz bevorzugt. Sie bietet im weiteren Verlauf der Untersuchungen im Falle von Materialparametermodifikationen eine größere Flexibilität, da auf diese Weise Änderungen des Schalldurchgangs direkt mit in die Berechnungen einfließen.

9.2 Hauptpfadbeiträge der Luftschallanregung

Um den Innenlärmpiegel zu reduzieren werden die Hauptpfade des Energietransfers in die Kabine betrachtet.

Theoretisch existiert nach Craik [42] eine unendliche Zahl an Transferpfaden, da diese

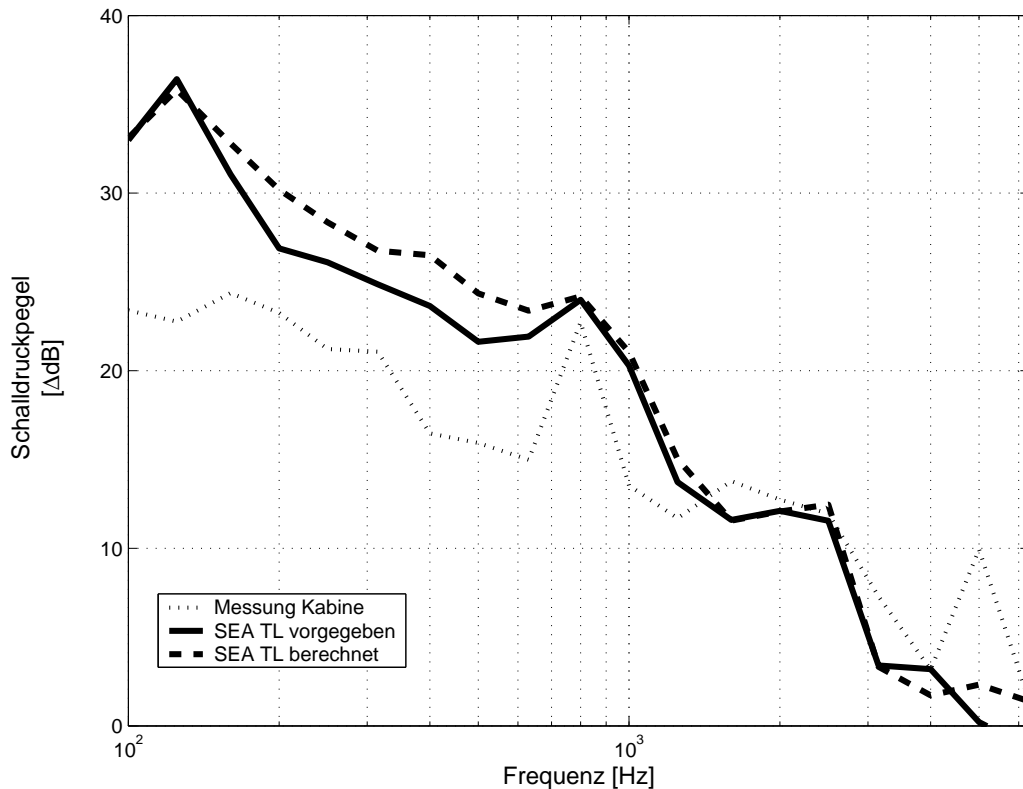


Abbildung 9.3: Innenlärmpegelvergleich zwischen Messung und Simulation während des Bodenlaufs

nicht nur von einem Subsystem zum nächsten führen, sondern über diese die Energie auch wieder in andere Subsysteme fließen kann. Jedoch werden die Pfade, je indirekter sie verlaufen, über die damit verbundenen Kopplungsverlust- und Dämpfungsfaktoren η_{ij} und η_i , in der endgültigen Energiebilanz immer unbedeutender.

9.2.1 Methode des Gesamtverlustfaktors

Craik hat hierzu eine Pfaddefinition entwickelt, die sich aus der SEA-Matrix 4.24 herleiten lässt und bei dieser aus den einzelnen Verlustfaktoren η_{ij} und η_i über Multiplikation ein Gesamtverlustfaktor gebildet wird. Über diese Methode wird die einem Subsystem a zugeführte Energie P_a mit der sich im empfangenden Subsystem z einstellenden Energie E_z verknüpft. Der Beitrag von P_a zu E_z über einen direkten Pfad beträgt:

$$E_z = \frac{P_a \eta_{ab} \eta_{bc} \eta_{cd} \dots \eta_{yz}}{\omega \eta_a \eta_b \eta_c \dots \eta_z}. \quad (9.1)$$

Mit dem Ausdruck $E_a = P_a / (\omega \eta_a)$ für die Energie im Subsystem a ergibt sich für das Energieverhältnis E_z / E_a folgender nicht-dimensionaler Ausdruck:

$$\frac{E_z}{E_a} = \frac{\eta_{ab} \eta_{bc} \eta_{cd} \dots \eta_{yz}}{\eta_a \eta_b \eta_c \dots \eta_z}. \quad (9.2)$$

Erfolgt der Energiebeitrag über Subsysteme, welche von der Energie N -mal durchlaufen werden, schreibt sich Gleichung 9.1 in folgender Form:

$$E_z = \frac{P_a \eta_{ab} \eta_{bc} \eta_{cd} \dots \left(\frac{\eta_{mn} \eta_{no} \eta_{op} \dots \eta_{uv}}{\eta_m \eta_n \eta_o \dots \eta_v} \right) \dots \eta_{yz}}{\omega \eta_a \eta_b \eta_c \dots \dots \eta_z}. \quad (9.3)$$

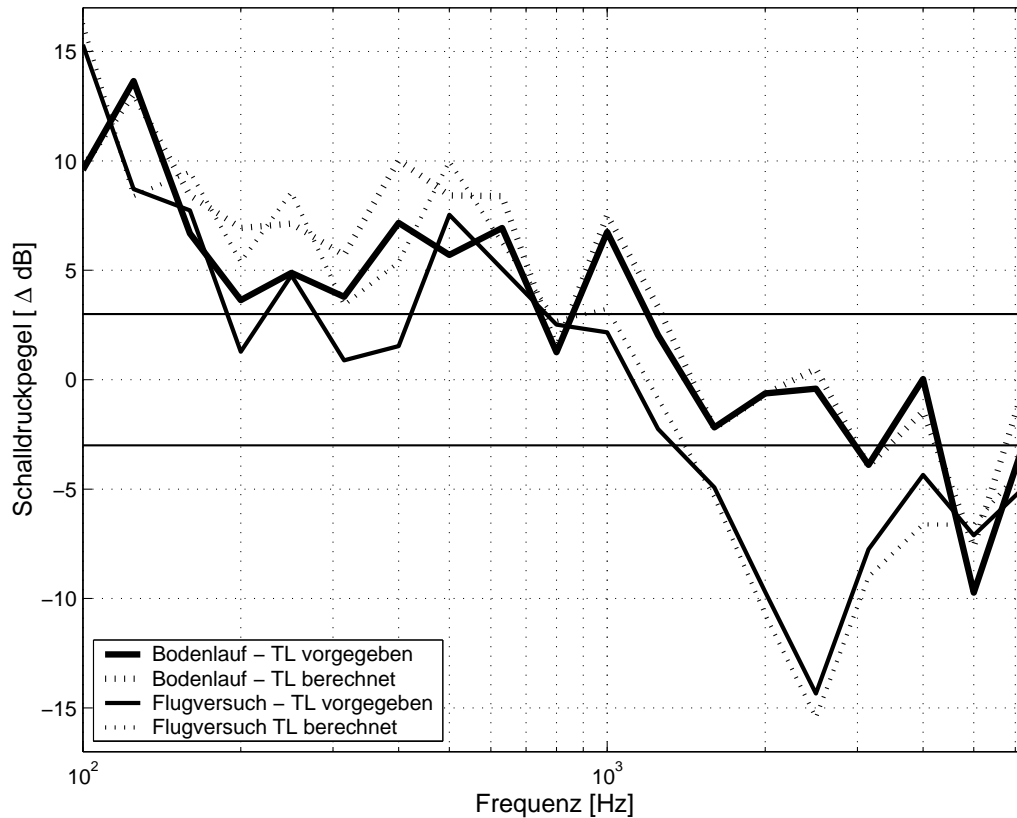


Abbildung 9.4: Unterschied zwischen berechneten und gemessenen Kabineninnenpegeln

Hieraus wird ersichtlich, dass der Energiebeitrag der ausgesendeten Energie P_a zu E_z durch die Kopplungs- und Dämpfungsfaktoren umso mehr abgeschwächt wird, je öfters die Energie unterschiedliche oder gleiche Subsysteme durchläuft.

Alle Kopplungsfaktoren zum Lösen dieser Matrix sind direkt aus der von AutoSEA ausgegebenen SEA-Matrix ersichtlich, jedoch sind durch den komplexen Aufbau des Modells und die daraus resultierenden zahlreichen Verknüpfungen der Subsysteme untereinander kaum Pfadbeiträge null, so dass sich nur wenige Energiebeiträge auslöschen. Die so theoretisch entstehenden unzähligen Kombinationen zu berechnen und zu ordnen erweist sich jedoch als sehr unpraktikabel, so dass auf eine andere, inverse Analysemethode zurückgegriffen wird.

9.2.2 Identifizierung der Hauptenergieflüsse

Die in [13] beschriebene Methode des Rückverfolgens der Hauptenergieflüsse vom Empfänger zur Quelle beruht auf dem Prinzip, für einen Hauptempfänger jenes Subsystem zu finden, welches für den größten Energieeintrag in diesen verantwortlich ist. In einem nächsten Schritt wird dann für das identifizierte Subsystem wieder nach dem größtem Energieeintrag und dessen Quelle gesucht. Dies wird so lange wiederholt, bis eine direkte Energiequelle gefunden ist. Je nach betrachteter Frequenz kann dieses Verfahren auf Grund frequenzabhängiger Dämpfungseigenschaften der involvierten Subsysteme zu unterschiedlichen Ergebnissen und Hauptpfaden führen.

Wurde auf diese Weise ein Hauptpfad identifiziert, so können in seinen Verlauf Lärmdämpfungsmaßnahmen eingebracht und deren Auswirkung auf den Schallpegel im Hauptempfänger untersucht werden. Dieser Energiefluß und der damit verbundene Pfad müssen

zuerst reduziert werden, da nur so eine effiziente Reduktion möglich ist [43]. Durch diese Maßnahme werden jedoch auch die relativen Pfadbeiträge anderer Subsysteme geändert, so dass diese in einem neuen Schritt nochmals neu betrachtet werden müssen und die gesamte Analyse nochmals neu durchgeführt werden muss.

Erschwerend wirkt sich bei diesem Verfahren zudem die Gegebenheit aus, sobald mehrere Subsysteme einen ähnlichen Energiebeitrag zum Schallpegel im betrachteten Empfänger leisten und somit kein Hauptbeitrag identifiziert werden kann. Ist dies der Fall, so ergeben sich mehrere parallele Hauptenergiepfade, die im Verlauf der Analyse ebenfalls parallel betrachtet werden müssen und so die Anzahl und Möglichkeit der zu untersuchenden Pfade bedeutend erhöhen.

Der entscheidende Vorteil dieser Methode ist jedoch, dass Sekundärpfade von Anfang an ausgeschlossen werden und nur die kritischen Hauptpfade Beachtung finden, was das Verständnis des Systems erhöht und den Analyseaufwand reduziert.

9.2.3 Analyse der an die Kabine abgegebenen Intensitäten

Der Gesamtschallpegel im Inneren der Hubschrauberkabine ergibt sich aus der, auf Grund der Schallenergie der einzelnen Paneele, abgestrahlten Schalleistung W_i , die sich aus der über die Paneelfläche S_i pro Zeiteinheit fließenden Intensität I_i ergibt:

$$W_{tot} = \sum_i W_i = \sum_i I_i S_i \quad (9.4)$$

Die abgestrahlte Intensität $I = p_{r.m.s}^2 / \rho c$ der Paneele ist somit maßgeblich für die Beurteilung ihrer Einzelbeiträge zum Gesamtschallpegel, da sie durch die Flächengewichtung das wesentliche Designziel widerspiegelt, über sämtliche Flächen die gleichen eingestrahelten Intensitäten zu erhalten. Daher müssen die aus AutoSEA erhaltenen Ergebnisse der in die Kabine eingestrahelten und berechneten Energien W_i noch über die Flächenanteile S_i gemittelt werden. Diese Energien werden sowohl als Gesamtenergie angegeben, aber auch in ihre spektralen Anteile aufgeteilt und erlauben somit eine erste grobe Gesamtanalyse, geben aber auch detaillierte Einblicke der Anregung bei kritischen Frequenzen.

Aufgrund der in Kapitel 9.1 erhaltenen Ergebnisse wird hierzu das Modell verwendet, welches als Anregung die Messdaten des Bodenlaufs verwendet und innerhalb dessen der Schalldurchgang durch die einzelnen Komponenten berechnet wird.

Der mit diesem SEA-Modell ermittelte Gesamtleistungseintrag in die Kabine beträgt $W_{tot} = 2,551$ mW. Neben der gesamten in die Kabine fließenden Leistung lassen sich mit Hilfe der Energieflüsse des Modells auch die Leistungseinträge der einzelnen Quellen und der mit der Kabine verbundenen Subsysteme graphisch und numerisch darstellen. Dabei werden nicht nur die direkt an die Kabine angrenzenden Paneele berücksichtigt, sondern auch die indirekt angebundenen Außenkavitäten. Deren Energiefluß in die Kabine erfolgt direkt über die nichtresonanten Pfade und ist somit vom Massegesetz beeinflusst. Die so berechneten Beiträge der Leistungen müssen im Anschluß noch flächengewichtet werden, indem sie durch die Fläche dividiert werden, mit der die jeweiligen Kavität oder das Panel mit der Kabine verbunden ist.

Die auf Grundlage des Hauptanteils an den Intensitäten in Grafik 9.5 dargestellten 16 Leistungsbeiträge verschiedener Subsysteme repräsentieren einen Eintrag von $W = 2,006$ mW, was 78,6% von W_{tot} entspricht.

Es zeigt deutlich die Dominanz der Leistungseinträge aus der mittleren Getriebekavität mit $W = 0,337$ mW und der hinteren Außenkavität mit einem Betrag von $W = 0,334$ mW, die zusammen in etwa ein Viertel der Gesamtleistung W_{tot} darstellen. Des weiteren

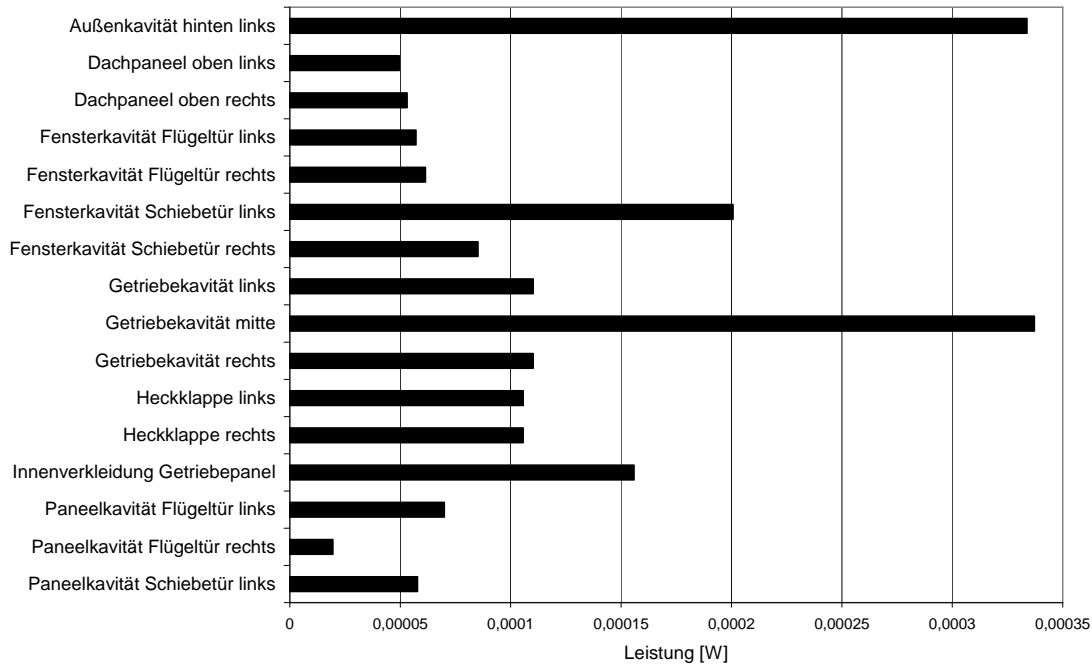


Abbildung 9.5: Leistungseintrag der Hauptkomponenten in die Kabine ($W_{tot} = 0,00255 W$)

sind noch die resonanten Anteile aus den Kavitäten über das Auenpaneel der linken Flugelture und das Fenster der linken Schiebetüre mit etwa 0,2 mW auffällig, und auch das Getriebepaneel leistet einen Beitrag von 0,156 mW. Die restlichen Anteile der betrachteten Subsysteme betragen zwischen 0,05 - 0,1 mW.

Durch die Gesamtanalyse dieser Komponenten lassen sich diejenigen ermitteln, welche den relativ gesehenen größten Anteil an der an die Kabine abgegebenen Intensität besitzen. Dabei wird die von ihnen in die Kabine auf resonanten oder nicht-resonanten Pfaden abgegebene Leistung mit den dabei anteiligen Flächen gewichtet und anschließend die so ermittelte Intensität analysiert. Bei diesem Verfahren wird beispielweise die großflächige Verbindung der linken hinteren Außenkavität, die einen sehr großen Teil an der Gesamtenergie hat, relativiert, andererseits aber auch der Anteil von Paneelen oder Kavitäten mit kleinen Flächen aufgrund der Intensitatsbetrachtung alleine überschätzt. Daher ist die kombinierte Betrachtung der Leistungsbeiträge und der Intensitätsanteile notwendig.

In einem ersten Schritt ergibt sich auf die gesamte Oberfläche der Kabine gemittelt aus der Gesamtleistung W_{tot} eine in die Kabine abgestrahlte Intensität von

$$\bar{I}_{tot} = \frac{W_{tot}}{S_{tot}} = 0,1002 \frac{mW}{m^2}. \quad (9.5)$$

Für die Hauptanteile der in die Kabine aus den einzelnen unterschiedlichen Subsystemen abgestrahlten Intensitäten ergeben sich folgende Werte:

Die Auflistung dieser über die jeweilige Fläche eingestrahlten Gesamtintensitäten in Grafik 9.6 zeigt deutlich, dass der Großteil der in die Kabine abgestrahlten Leistung aus dem Bereich des Getriebes stammt. Dies geschieht hauptsächlich über den nichtresonanten Pfad aus den Getriebekavitäten, und hierbei insbesondere aus der mittleren mit einem Wert von $I = 1,25 mW/m^2$. Aber auch der Beitrag des Getriebepaneels der Innenverkleidung mit $0,58 mW/m^2$ ist nicht zu vernachlässigen. Ein weiterer wichtiger resonanter Pfad verläuft über das Paneel der linken Flugelture, die eine Intensität von $0,47 mW/m^2$ in die

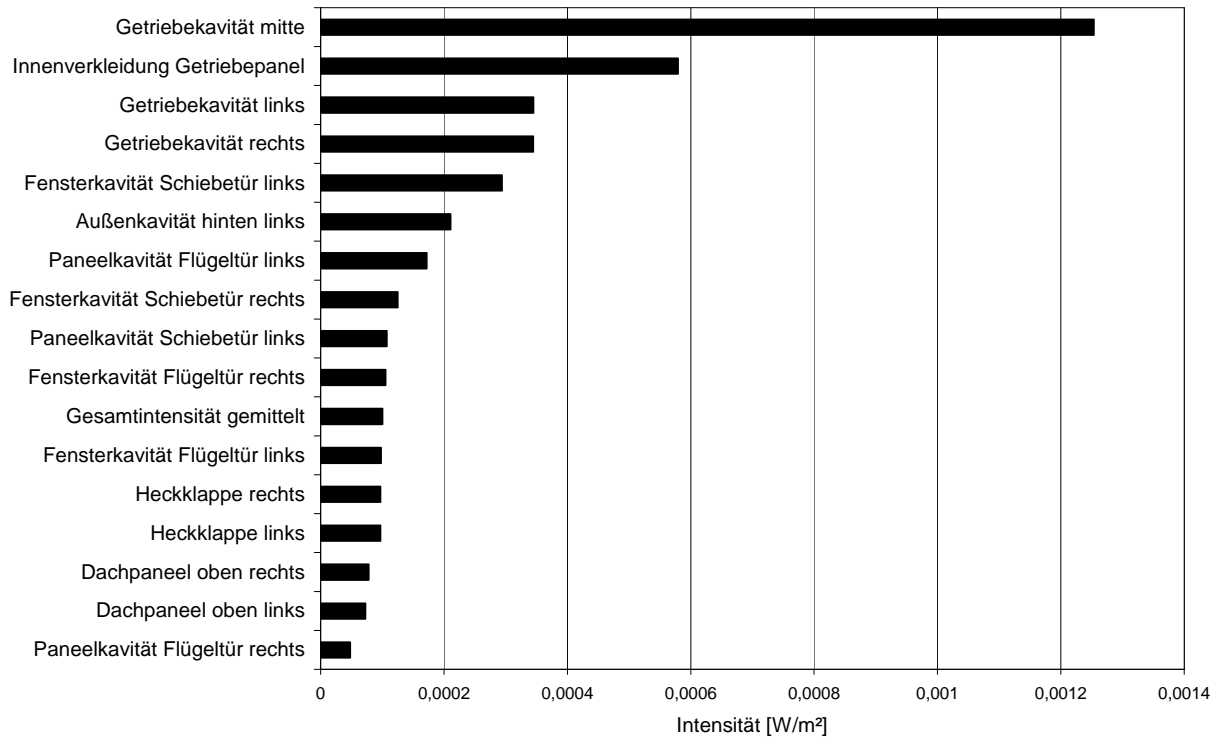


Abbildung 9.6: Hauptquellen der in die Kabine abgestrahlten Intensitäten

Kabine einstrahlt. Ähnlich bedeutende Beiträge mit Werten von $0,1 - 0,35 \text{ mW}/m^2$ zum Kabineninnenlärm liefern des weiteren die Kavitäten, die an den restlichen Fenstern und Paneelen der Türen angebracht wurden, und auch die Intensität der großen Kavität, die im Bereich um das linke hintere kleine Fenster angebracht ist, liegt über der gemittelten eingestrahltene Gesamtintensität \bar{I}_{tot} .

Diese erste grobe Leistungsabschätzung der Gesamtleistungen zeigt die Beiträge der einzelnen Komponenten deutlich, jedoch ist zu einer detaillierten Analyse darüber hinaus die Betrachtung der Intensitäten in den einzelnen Terzbändern nötig. Da für eine Beurteilung des Innengeräusches die A-Bewertung relevant ist, liegt in der nachfolgenden Untersuchung der Schwerpunkt auf dem Frequenzbereich zwischen $800 - 5 \text{ kHz}$.

Der Frequenzverlauf der Intensitäten in Abb. 9.7 zeigt zwischen 1000 und 1250 Hz deutlich die Dominanz des Energieeintrags aus den drei Kavitäten unterhalb des Getriebes. Ebenfalls wichtig ist in diesem Bereich die Abstrahlung des Getriebepaneels der Innenverkleidung und die der rechten und linken Heckklappe. Im weiteren Verlauf von 1800 bis etwa 2700 Hz überwiegt der Beitrag des Getriebepaneels gegenüber den nicht-resonanten Pfaden aus den Kavitäten unterhalb des Getriebes. In diesem Bereich zeigt zudem der Leistungseintrag aus der äußeren Kavität im hinteren linken Bereich der Kabine ein lokales Maximum bei 2500 Hz . Relevant ist im betrachteten Frequenzbereich zudem der Pfad von außerhalb des Fensters der rechten Schiebetüre. Somit liegt auf diesen 5 Hauptgruppen nachfolgend der Schwerpunkt für die Ansätze von Reduktionsmaßnahmen.

Die mittlere Getriebekavität kann somit als einer der größten Hauptverursacher des Innenlärms indentifiziert werden, da sie sowohl in der Gesamtenergie- als auch in der Intensitätsbetrachtung jeweils den größten Anteil liefert. Der große Beitrag der linken Außenkavität an der Leistung hingegen relativierte sich beispielsweise wieder über Flächenmittelung.

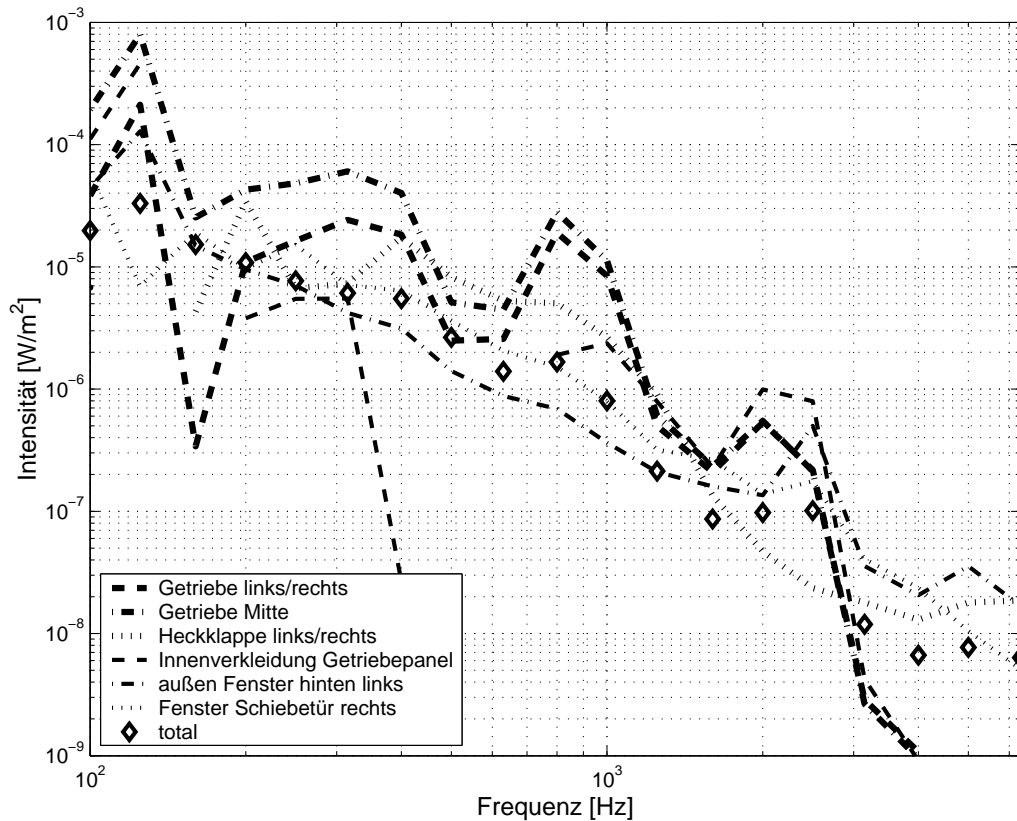


Abbildung 9.7: Frequenzabhängig eingestrahelte Intensitäten

9.3 Effektivität von Reduktionsmaßnahmen

Die Analyse der Hauptpfadbeiträge bildet die Grundlage des Ansatzpunktes von Reduktionsmaßnahmen. Durch das gezielte Abschwächen der in Kapitel 9.2 identifizierten Stellen mit dem größten Energieeintrag in die Kabine soll der Geräuschpegel im Inneren auf ein Minimum reduziert werden. Hierzu werden in der Simulation unterschiedlich schwere Dämpfungsmaterialien an den jeweiligen Innen- oder Außenpaneelen angebracht und die Abschwächung des Innenlärmpegels in Relation zum eingesetzten zusätzlichen Gewicht betrachtet.

Die Kenntnis der Hauptpfadbeiträge hilft hierbei, diese Maßnahmen effektiv zu platzieren und so mit möglichst wenig zusätzlichem Gewicht eine Abminderung des simulierten Schalldruckpegels im Kabineninneren von SPL_{ref} zu erreichen.

Die endgültige Beurteilung der Effektivität erfolgt anschließend aus der Relation des zusätzlich eingesetzten Gewichts und der berechneten Innenpegelreduktion.

9.3.1 Abschätzung der Hauptquellenbeiträge

Um eine erste Abschätzung über die zu erwartende Reduktion des Innengeräusches zu erhalten, werden die Hauptlärmquellen abgeschaltet und dann die neuen Kabinenpegel berechnet (Tab. 9.1).

Hierbei zeigt sich, dass im Modell ein komplettes Abschatten der Einstrahlung der Getriebekavitäten oder der Heckklappe mit einer zu erwartenden Innenpegelreduktion von $\Delta\text{SPL}_{ref} \approx 0,8\text{-}0,95 \text{ dB(A)}$ die größte Reduktion beim Abschirmen einer einzelnen Hauptkomponente im Vergleich zu dem Anfangspegel mit sich bringt. Die Auswirkungen

	ΔSPL [dB(A)]
Deaktivierung der Lärmquellen im Bereich der rechten Schiebetüre	-0,13
hinteren linken Außenverkleidung Heckklappe	-0,26
Getriebekavitäten	-0,94
Heckklappe und des Getriebes	-2,05
gesamten hinteren tragenden Struktur	-2,96
gesamten Außen- und Getriebekavitäten mit Ausnahme der Fenster	-4,56

Tabelle 9.1: Reduktion des Innenlärmpegels bei deaktivierten Quellen

von Änderungen im Bereich des hinteren linken Außenbereichs oder des Fensters der Schiebetüre sind im Gegensatz dazu mit einem Pegelunterschied von $\Delta SPL_{ref} \approx 0,1 - 0,3$ dB(A) im Innenraum nicht spürbar.

Werden mit den Lärmquellen außerhalb der Heckklappe und denen des Getriebes mehrere Transmissionspfade gleichzeitig deaktiviert, so sinkt der Pegel um einen Wert von $\Delta SPL_{ref} = -2,05$ dB(A) ab. In einem letzten Schritt wurde eine theoretische komplette Abdämmung der gesamten tragenden Struktur und der Heckklappen gegen den Luftschall untersucht und nur eine Schalleinstrahlung durch die Fenster und Türen berechnet, da diese Komponenten wie im Fall der Türverkleidungen auf Grund ihrer Bauweise nicht zu dämmen sind oder sich nur schwer modifizieren lassen, wie in etwa die Fensterscheiben. Diese Simulation ergab einen Pegel von $\Delta SPL_{refmax} = -2,96$ dB(A), der auch einen minimalen Wert darstellt, der selbst mit umfangreichen passiven Reduktionsmaßnahmen nicht erreicht werden wird. Nur von theoretischem Interesse ist die letzte Untersuchung, bei der der Energiefluß nur über die Fensterscheiben erfolgt. In diesem Fall stellt sich ein endgültiger minimaler Pegel mit einer Differenz von $\Delta SPL_{ref} = -4,56$ dB(A) ein.

Im weiteren Verlauf wird nun untersucht, wie eine möglichst optimale Innenlärmreduktion gewichtssparend erreicht werden kann.

9.3.2 Analyse unterschiedlicher Maßnahmen zur Lärmreduktion

Wie die bisherige Analyse aufgezeigt hat erfolgt der Großteil der übertragenen Energien auf dem Weg nicht-resonanter Pfade. Da diese Pfade über das Massegesetz kontrolliert werden, besteht der erste Schritt einer Reduktion der transferierten Energie darin, die Masse einzelner Subsysteme zu erhöhen.

In einem ersten Schritt wird versucht den Energiefluss aus den Getriebekavitäten zu stoppen. Da dieser nicht-resonant erfolgt wird die Masse der drei Paneele, welche die Getriebekavität mit der Kabine verbinden und eine Gesamtfläche $0,91 \text{ m}^2$ besitzen, durch Schwereplatten aus Aluminium erhöht. Diese ersetzen die dort ursprünglich angebrachten Schwerebeläge geringeren Gewichts. Eine 2 mm dicke Aluminiumschicht bewirkt einen Innenpegel der Kabine, der nur wenig über dem in Tabelle 9.1 minimalen Wert für diese Dämmungsmaßnahme liegt. Die dazugehörige Gewichtszunahme ist mit 3,75 kg jedoch zu groß, so dass auch ein Belag von 1 mm Dicke mit einem zusätzlichen Gewicht von 1,31 kg simuliert wurde. Dieser erreicht mit einer Verringerung um 0,64 dB(A) auch annähernd den erreichbaren Minimalwert für diese Dämpfungsmaßnahme.

Abb. 9.8 zeigt deutlich, dass mit dieser Maßnahme der nicht-resonante Leistungseintrag aus den Getriebekavitäten und der resonante Beitrag durch das Getriebepaneel, welches Teil der Innenverkleidung ist, deutlich reduziert werden kann. Der Anteil der

mittleren Getriebekavität ist damit im Vergleich zu den anderen beiden im Anschluss an diese Maßnahme noch relativ hoch, so dass in einem Testfall 2 auf das mittlere Getriebepaneel eine zusätzliche zweite 1 mm dicke Aluminiumschicht aufgetragen wurde. Hierdurch wird der Anteil des nicht-resonanten Pfades aus der mittleren Getriebekavität weiter minimiert und den beiden äußeren Kavitäten angepasst. Gleichzeitig wird dadurch der resonante Beitrag des Getriebepaneels nahezu vollständig abgeschwächt. Die Gewichtszunahme durch die zusätzlichen Aluminiumschichten dieser Maßnahme beträgt insgesamt 2,03 kg.

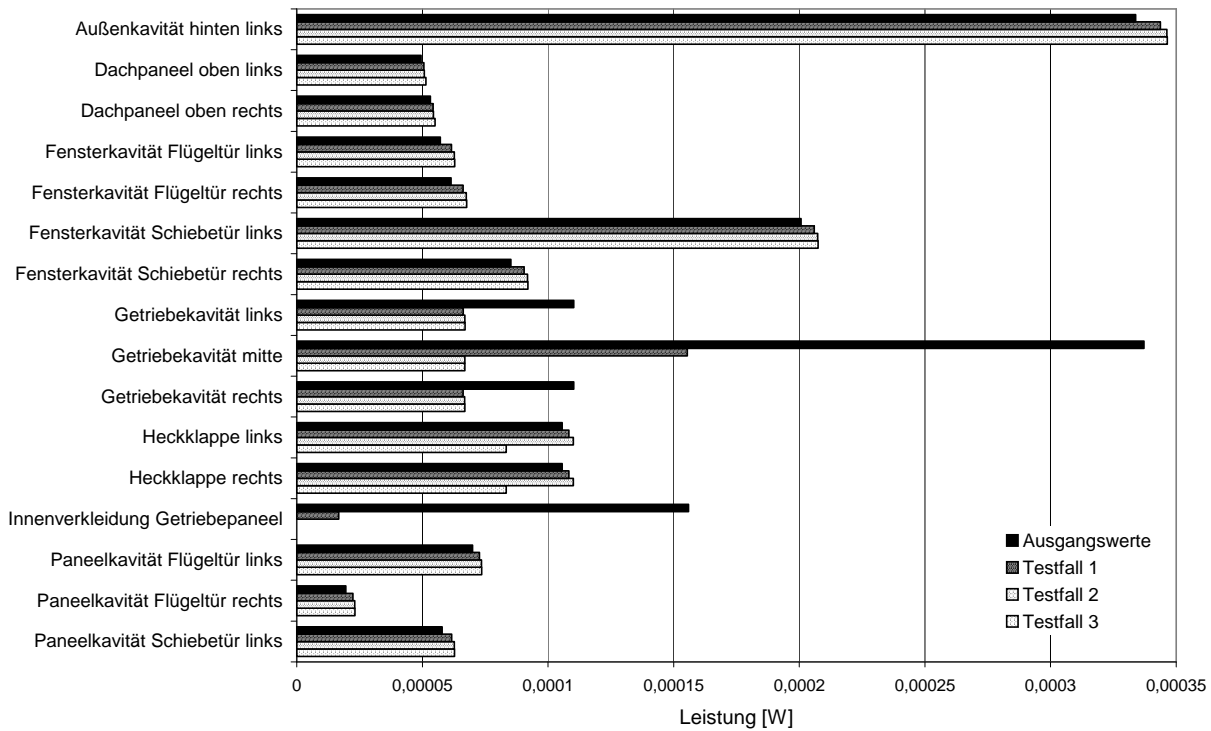


Abbildung 9.8: Gesamtleistungseintrag bei den 3 Testfällen

Im Anschluss daran ist die an der Außenseite hinten links befindliche Kavität der Hauptverursacher des Großteils der eingestrahlt Leistung. Der Wert des nicht-resonanten Pfades aus der Kavität an der Fensterscheibe der linken Schiebetür liegt ebenfalls über denen aus den Getriebekavitäten, und auch der Beitrag über die beiden Heckklappen ist erhöht. Gemittelt über die eingestrahlt Flächen ergibt sich jedoch ein anderes Bild:

Die abgestrahlte Intensität aus den Getriebepaneelen konnte durch diese Maßnahmen deutlich verringert werden und entspricht damit in etwa dem Niveau der anderen beteiligten Komponenten. Wie aus Abb. 9.9 ersichtlich wird konnte somit eine vergleichsweise ausgewogene Energieeinleitung aller Subsysteme erreicht werden. Über die große betroffene Fläche der linken hinteren Außenkavität relativiert sich auch deren Beitrag beim Vergleich der Intensitäten und der größte Beitrag an Intensität erfolgt über das Fenster der linken Schiebetüre.

Es ist daher naheliegend, in einem weiteren Schritt den Energieeintrag in die Kabine über das identifizierte linke Fenster und die ebenfalls linke hintere Außenkavität besser zu absorbieren. Um die Wirksamkeit dieser beiden Maßnahmen zu beurteilen, wurde daher die an diesen Stellen befindlichen Lärmquellen vollkommen von der Kabine isoliert. Diese Untersuchungen zeigten, dass kein Energieeintrag durch das Seitenfenster ein Absinken des Innenpegels um 0,36 dB(A) bewirkt, eine Isolation der großen Außenkavität resultiert

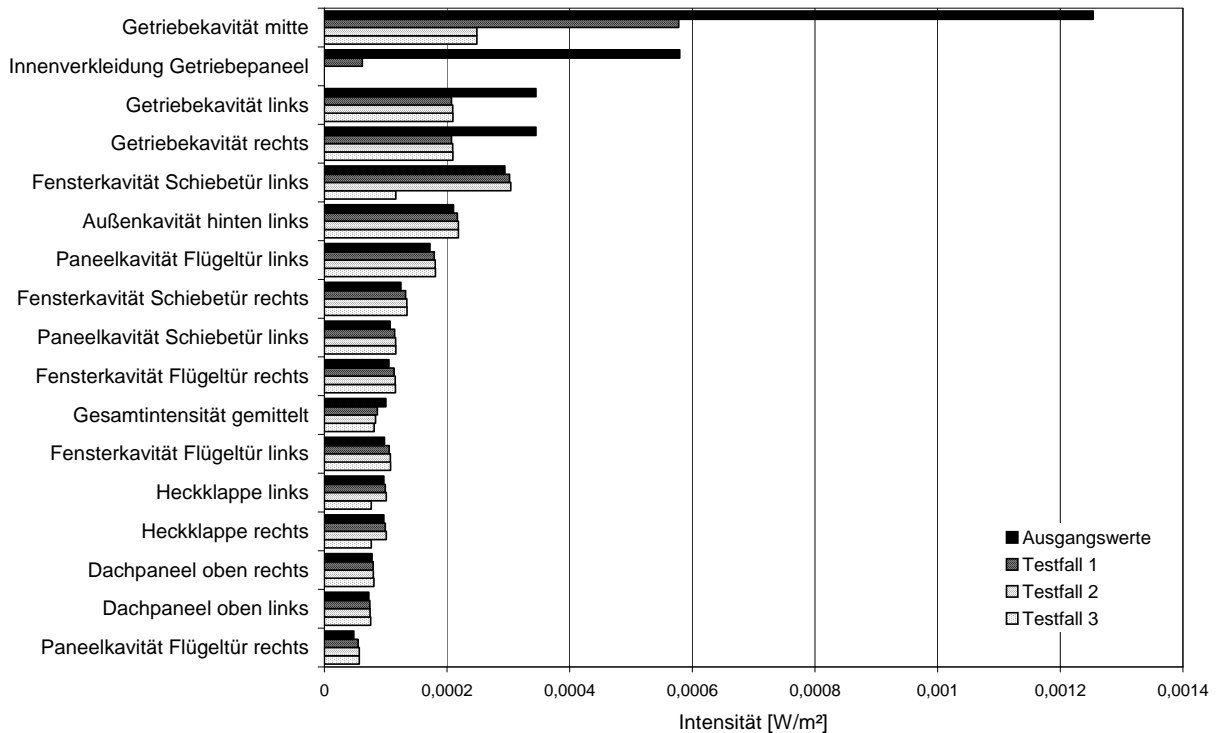


Abbildung 9.9: Simulierte Intensität bei den 3 Testfällen

in einem Absinken um 0,41 dB(A). Bei gleichzeitig angewendeter Isolation der beiden Lärmquellen ergibt sich eine Innenpegelreduktion von 0,70 dB(A).

Da sich ein solcher Schritt in der Realität nur umständlich realisieren lässt, werden weiterhin Modifikationen an den beiden Heckklappen untersucht. Aufsummiert und als ein System betrachtet haben diese nach der Außenkavität hinten links den zweitgrößten Anteil an der Gesamtleistung im Testfall 2. Daher werden auch diese als Testfall 3 zusätzlich bedämmt und die Auswirkungen auf den Innenlärmpegel betrachtet. Zur Anwendung kommen hierbei Modelle von Schwerematten mit einem Flächengewicht von 2 und 4 kg/m². Diese beiden Maßnahmen führen mit einer zusätzlichen Masse von jeweils 2,18 kg beziehungsweise 4,36 kg zu einer Reduktion des Innenpegels von 0,55 dB(A) und 0,77 dB(A). Die Hauptwirkung der Schwerschichten tritt hierbei im Frequenzbereich zwischen 400 Hz und 2 kHz auf. Eine komplette Abschirmung der beiden Heckklappen führt schließlich zu einem Abfall des Innenlärmpegels von 1,27 dB(A). Die abgestrahlte Intensität der beiden Heckklappen wird dadurch nach einem anfänglichen Anstieg ebenfalls reduziert.

Dies zeigt klar, dass ein weiteres signifikantes Absenken des gesamten Innenpegels auch durch das komplette Abschirmen einzelner weiterer entstehender Hauptlärmquellen nicht erreicht werden kann.

Verdeutlicht wird diese Tatsache durch eine Betrachtung der in die Kabine eingestrahelten Gesamtleistung. Eine deutliche Reduktion dieser wird nach Abb. 9.10 hauptsächlich mit dem Testfall 1 erreicht. Das Diagramm verdeutlicht auch den Zusammenhang zwischen der Gesamtleistung in der Hubschrauberkabine und jenen Beiträgen, welche die bereits betrachteten Hauptkomponenten und die restlichen kleineren Subsysteme liefern. Zwar wird mit jedem weiteren Schritt die Gesamtleistung reduziert, jedoch zeigt der Verlauf der Balkengrafik bereits deutlich, dass sich dieser einem bestimmten Grenzwert nähert. Die Reduktion geschieht hauptsächlich durch eine Verringerung der Leistung aus den

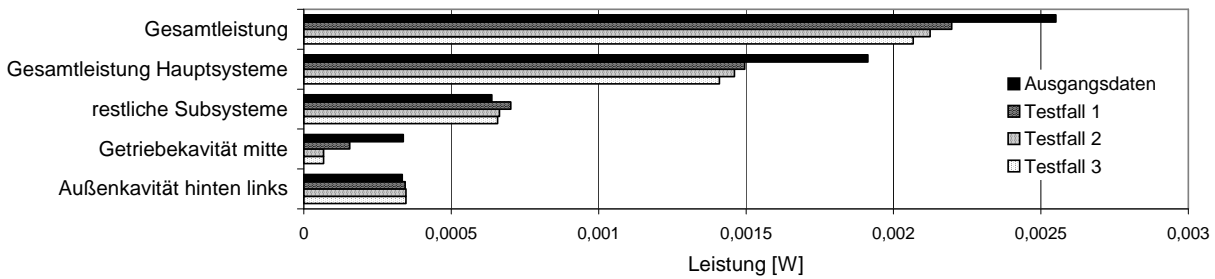


Abbildung 9.10: Gesamtleistungsbeiträge einzelner Subsysteme

Hauptsystemen. Jedoch steigt mit der Randbedingung eines Energiegleichgewichts zwischen sämtlichen Subsystemen der Beitrag aus den restlichen Subsystemen. Dieser kann im folgenden ebenso Schritt für Schritt reduziert werden. Die Abbildung 9.11 zeigt daher deutlich, dass weitere Eingriffe in das Gesamtsystem bei weitem nicht mehr so effektiv sind wie die ersten Schritte und sich einem bestimmten Limit in der maximal zu erreichenden Reduktion nähern.

Das Diagramm zeigt die Beiträge der einzelnen Subsysteme an der in die Kabine eingestrahlten Gesamtleistung in der Ausgangskonfiguration. Die im Vorfeld betrachteten Hauptkomponenten haben daran einen Anteil von 75%. Die Außenkavität hinten links und die mittlere Getriebekavität liefern jeweils 13% und die Fensterkavität der Schiebetür links folgt mit 8%.

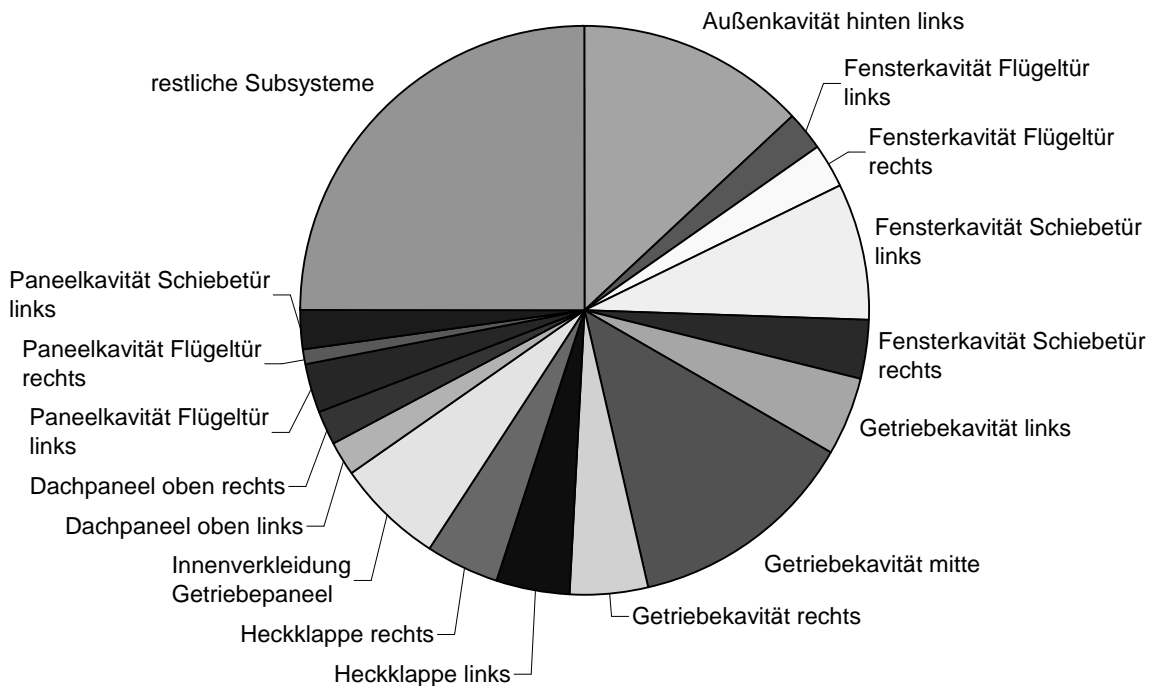


Abbildung 9.11: Relative Verteilung der Leistungsbeiträge in der Ausgangskonfiguration

Im Anschluss an die Dämmungsmaßnahmen in Testfall 2 (Testfall 3) steigt der Anteil der Summe der restlichen Subsysteme auf 31% (32%), größte Einzelkomponente ist die Außenkavität hinten links mit 16% (17%), gefolgt von der Fensterkavität der Schiebetür links mit einem Anteil von 10% (10%). Im Testfall 3 wird zudem der Beitrag der Heckklappen von 5% auf 4% verringert.

Das prozentuale Verhältnis der Leistungen spiegelt somit auch die Beobachtungen aus

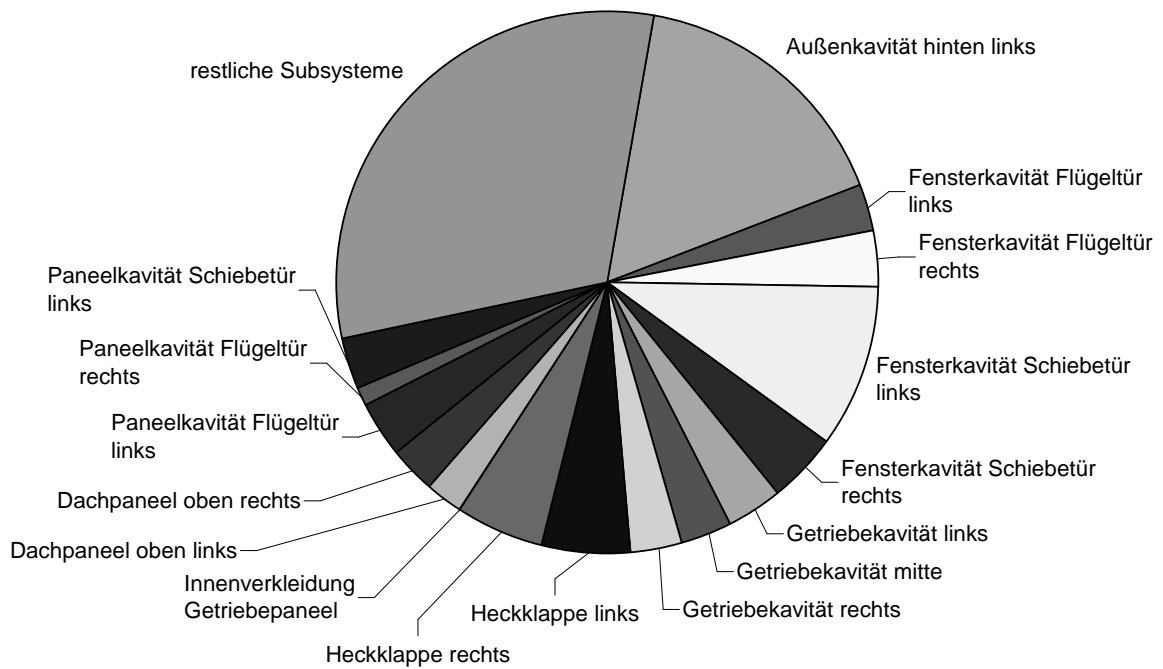


Abbildung 9.12: Verteilung der Leistungen bei Abdämmung der Getriebepaneele (Testfall 2)

den quantitativen Energie- und Intensitätsbetrachtungen wieder:

Reduktionen der Energieflüsse aus den Hauptkomponenten führen zu einer gewissen Abnahme der Gesamtenergie, jedoch erhöht sich dadurch der Beitrag aus den restlichen, unzähligen Subsystemen, deren Anteil nur sehr schwer reduziert werden kann. Gleichzeitig liefern die Hauptsysteme aufgrund ihrer Anzahl immer noch einen gewissen und bedeutenden Beitrag, der durch weitere Maßnahmen nur aufgeteilt wird, aber nicht weiter signifikant verringert werden kann.

9.4 Energetische Beurteilung der Innenakustik

Auffällig an der Innenakustik der Hubschrauberzelle war der zu Beginn festgestellte Energieeintrag aus den Getriebekavitäten. Aufgrund des in der Nähe positionierten Getriebes wurde schon im Vorfeld erwartet, dass aus dem oberen Kabinenbereich der Haupteintrag erfolgt. Mit Hilfe des Modells konnte dies bestätigt werden und es wurden die einzelnen Beiträge quantifiziert und analysiert.

Dies geschah in erster Linie breitbandig, da einzig die anregenden Spektren der Getriebekavitäten Spitzen aufwiesen, die jedoch durch die ersten Dämmungsmaßnahmen vermindert wurden.

Mit Ausnahme des Getriebepaneels stammen die Hauptenergiebeiträge direkt aus den äußeren Kavitäten, die Energieübertragung erfolgt somit über nicht-resonante Pfade, woraus eine Verminderung durch die Zugabe von Masse auf die entsprechenden im Transmissionspfad liegenden Paneele folgt.

Dadurch konnte der Beitrag aus den verschiedenen Kabinenkavitäten reduziert und einander angeglichen werden, so dass diesbezüglich keine Schwachstellen mehr innerhalb der Kabine vorhanden sind. Im Anschluss daran konnten unterschiedliche energetische Aspekte beobachtet werden:

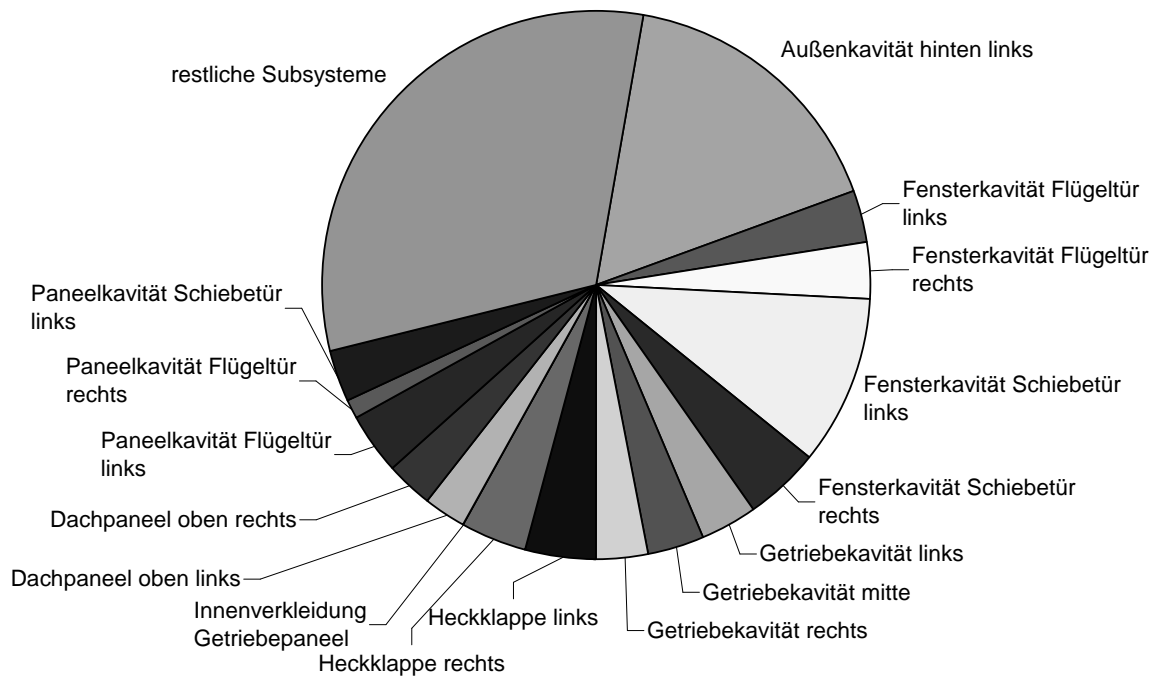


Abbildung 9.13: Verteilung der Leistungen bei zusätzlicher Dämmung der Heckklappen (Testfall 3)

- Die bedeutendsten Energieeinträge aus den unterschiedlichen Subsystemen können auf ein ähnliches Niveau gebracht werden. Eine Ausnahme bilden hierbei aufgrund der großen Verbindungsfläche die hintere linke Außenkavität und die Fensterkavität der linken Schiebetüre.
- Ebenso nähern sich die über die flächengemittelten Intensitäten betrachteten Beiträge der Hauptsysteme einander an, die Bedeutung der absolut betrachteten wichtigen Außen- und Fensterkavität relativiert sich damit.
- Durch die Dämmung stellt sich ein annäherndes Gleichgewicht der einströmenden Energien ein, das es im Weiteren erschwert, durch geringe Modifikationen eine auffällige weitere Reduktion des Gesamtschallpegels im Innenraum zu erreichen. Ähnliche Intensitäten verdeutlichen hierbei die Schwierigkeit, weitere Reduktionen mit einem geringen Einsatz an Masse zu erreichen.

Zu den weiteren möglichen Dämmungsmaßnahmen zählt im Speziellen eine allgemeine Erhöhung der Flächenmasse der Kabinenwände, was vom Hersteller und den Kunden auf Grund der mit der Massenzunahme verbundenen geringeren Wirtschaftlichkeit und Leistungsfähigkeit nicht erwünscht ist. An weitere Grenzen stößt man zudem, wenn große Flächen wie in etwa die Scheiben eine größere Dicken erhalten, was sich direkt in einer überproportional hohen Gewichtszunahme widerspiegelt, die in keiner Relation zur erreichten Lärmreduzierung steht. Andererseits erscheint das Bedämmen kleiner zur Verfügung stehender Flächen mit einer relativ großen Masse, wie in etwa bei den Getriebepaneelen, aus statischer Sicht bedenklich.

Der Energie- und somit auch Lautstärkepegel im Innenraum befindet sich im Anschluss an die Reduktionsmaßnahmen somit auf einem stabilen Niveau, das nur durch umfangreiche Maßnahmen vermindert werden kann.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

10.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Luftschalltransmission in eine Hubschrauberkabine mit Hilfe der statistischen Energieanalyse simuliert. Messungen an originalen Bauteilen und Teststrukturen im Labor tragen dazu bei, die Richtigkeit des Modells und der darin getroffenen Annahmen sicherzustellen. In der abschließenden Analyse ist es möglich, die Energieströme in die Kabine darzustellen, zu bewerten und die Auswirkung von Modifikationen auf den Innengeräuschpegel zu untersuchen. Dabei werden auch Möglichkeiten vorgeschlagen, wie dieser effektiv gesenkt werden kann.

Auf Grundlage der theoretischen Modelle der Schallausbreitung in Fluiden wird die Interaktion zwischen Luft- und Körperschallwellen hergeleitet. Die Einschränkung erfolgt hierbei auf dünne Platten, da diese am Hubschrauber die Hauptübertragungsflächen darstellen. Neben homogenen Platten wird dabei im Speziellen auch auf Sandwichplatten eingegangen, da diese aufgrund ihres Aufbaus aus Deckschichten und Kernmaterial spezielle Schalldurchgangseigenschaften aufweisen und akustisch wichtige Teilkomponenten des Hubschraubers bilden.

Unter den Vorgaben und Einschränkungen der Methode der SEA folgt die Bestandsaufnahme des Hubschraubers mit den akustisch relevanten Komponenten und typischen Anregungen, die in die SEA-Modellierung einfließen.

Das SEA-Modell wird im Anschluss verifiziert und einzelne Komponenten analysiert. Auf Grundlage dessen folgt abschließend die Betrachtung der Innenakustik des Gesamtmodells und die Beurteilung von Reduktionsmaßnahmen.

Die Arbeit hat gezeigt, dass sich mit den Mitteln der SEA die Luftschalltransmission in eine Hubschrauberkabine nachbilden lässt. Im betrachteten relevanten Frequenzbereich arbeitet diese Methode zuverlässig und die Simulationsergebnisse lassen sich durch Experimente bestätigen.

Aufgrund der schnellen Rechenzeiten eignet sich die SEA auch sehr gut dazu, zeiteffektiv mehrere unterschiedliche Variationen am Modell nachzurechnen und die Änderungen gegenüberzustellen. Durch die verwendete Software bestand dabei zusätzlich die Möglichkeit, komplizierte dreidimensionale Strukturen als Modell abzubilden.

Hierbei muss der Anwender allerdings sehr darauf achten, trotz der vielfältigen Optionen zur Geometrieerstellung die Grundlagen und Einschränkungen der SEA nicht zu vernachlässigen und zu verletzen. Eine zu genaue Detaillierung führt hierbei beispielsweise zu geringen Modendichten, die eine schlechte Invertierbarkeit der Matrix zur Folge haben und so zu falschen Ergebnissen führen können. Um diese Fehler zu vermeiden, muss die Ausgangsstruktur entsprechend abstrahiert und möglichst große zusammenhängende

Subsysteme gebildet werden. Dazu ist einerseits eine genaue Kenntnis der Methode erforderlich, andererseits muss aber auch ein Grundwissen über zu modellierende Struktur vorhanden sein.

10.2 Ausblick

Alternativen zur Berechnung des Schalldurchgangs der kompletten Hubschrauberkabine bestehen nicht, da bei der Komplexität des Problems Vereinfachungen getroffen werden müssen, welche die Verwendung anderer Verfahren nicht ermöglichen. Eine Modellierung mittels der FEM würde beispielsweise einen Aufwand darstellen, dessen Zeit und die damit verbundenen Kosten für Modellerstellung und Berechnungen auf dem Gebiet der Innenakustik in der Regel nur sehr schwer zu vertreten sind.

Für die Effektivität des Modells sind die beschriebenen Vereinfachungen in großem Maße verantwortlich, jedoch liegen darin auch dessen Schwächen. So muss im vorliegenden Fall die Übertragung von Körperschall, und hier insbesondere die Weiterleitung von Schwingungen des dominanten Getriebes in die Kabinenstruktur, vernachlässigt werden, da diese sich nicht in das Modell integrieren lässt. Dadurch wird ein relevanter Energiebeitrag zum Innenlärmpegel in den Berechnungsergebnissen vernachlässigt. Dieser Aspekt darf bei der Interpretation der Ergebnisse nicht ignoriert werden.

Eine Weiterentwicklung hierbei ist sicher die zunehmende Verknüpfung der SEA und der FEM. Über neue Methoden werden die Eigenschaften kleinerer Subsysteme über die FEM bestimmt, deren Ergebnisse der relevanten Faktoren wie Abstrahlgrad oder Modendichte an die SEA übergeben. Dadurch lässt sich einerseits der betrachtete Frequenzbereich nach unten hin erweitern, andererseits bieten sich neue Möglichkeiten, kompliziertere Strukturen wie verrippte Platten zuverlässig nachzumodellieren. Allerdings erfordert auch diese Methode einen großen Aufwand, um eine komplette Hubschrauberzelle nachzubilden.

Wie zum Schluss der Arbeit gezeigt wird, bietet das auf Grundlage der SEA abstrahierte und entwickelte Modell des Hubschraubers die Möglichkeit, Energieströme abzuschätzen und Möglichkeiten aufzuzeigen, die den Gesamtpegel im Kabineninneren senken.

Da die Energieströme aus den einzelnen Subsystemen im Anschluss daran wie gewünscht im Gleichgewicht stehen und somit keine Schwachstellen mehr vorhanden sind, ist der einzig verbleibende Weg der Reduzierung nur eine ganzheitliche Senkung der eingestrahelten Energien. Dies lässt sich entweder über weitere passive Maßnahmen an der Kabine erreichen, oder aber auch über die Möglichkeiten einer Absenkung des Außenpegels oder die Verminderung der Körperschallübertragung in die Struktur über aktive Dämpfungsmaßnahmen. Die beiden letztgenannten Optionen sollten bei zukünftigen Betrachtungen von Lärmreduktionsmaßnahmen nicht außer Acht gelassen werden.

Anhang A

Wichtige Größen der SEA

A.1 Modendichten

Eine Mode N ist eine stehende Welle, die durch die Interferenz von in verschiedene Richtungen wandernden Wellen entsteht. Die Modendichte n wiederum ist die Anzahl der Moden N pro Winkelfrequenz ω

$$n = \frac{\Delta N}{\Delta \omega} \quad (\text{A.1})$$

und beschreibt somit die durchschnittliche Anzahl von Resonanzen bei einer bestimmten Frequenz in einem Subsystem [18]. Ihr Inverses $1/n$ entspricht dem Frequenzabstand zwischen einzelnen Moden. Da die Länge einer stehenden Welle von den Systembegrenzungen abhängig ist, muss bei der Berechnung der Modendichte auf die Dimension und den Typ des Systems geachtet werden. Bei eindimensionalen Systemen, wie beispielsweise homogenen unendlichen Platten, berechnet sich für Wellenzahlen k größer der ersten Wellenzahl k_{11} des Systems die Modendichte n des Panels nach [27]

$$n(\omega) \approx \frac{l_x l_y}{4\pi} \sqrt{\frac{\rho_s}{B}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\sqrt{12}S}{2tc_l} \right) \quad (\text{A.2})$$

und ist somit nur von den mechanischen und geometrischen Eigenschaften abhängig und konstant über den gesamten betrachteten Frequenzbereich.

Für die Volumina erfolgt die Berechnung über die Gleichung

$$n(\omega) = \left(\frac{\omega^2}{2\pi^2 c^3} \right) V + \left(\frac{\omega}{8\pi c^2} \right) S + \left(\frac{1}{16\pi c} \right) P \quad (\text{A.3})$$

aus [44] welche in Abhängigkeit der Kantenlänge l_k eines Raumes mit der Oberfläche S und dem Volumen V eine gute Annäherung für den Übergang der Kavität von einem zwei- zu einem dreidimensionalen System ab einer einer Frequenz von $f = c/(2l_k)$ bzw. Wellenlänge $\lambda = 2 \cdot l_k$ darstellt und auch die unterschiedlichen Geometrieformen mit berücksichtigt.

A.2 Dämpfungsverlustfaktoren

Der Dämpfungsverlustfaktor ist ein Maß für die dissipierte Energie, die in einem System aufgrund unterschiedlicher Dämpfungsmechanismen vernichtet wird. Sie wird, wenn möglich, experimentell bestimmt.

Die Bestimmung des frequenzabhängigen Faktors geschieht in Räumen über die Messung der Nachhallzeit T mit

$$\eta_i = \frac{2,2}{fT} \quad (\text{A.4})$$

auf der Grundlage des Absorptionsgrads α . $\bar{\alpha}$ beschreibt den Absorptionsgrad für diffusen Schalleinfall, der das Verhältnis von absorbiertener zu einfallender Energie angibt. Nach der Sabineschen Nachhallformel besteht zwischen ihm und der Nachhallzeit T der folgende Zusammenhang [18]:

$$T = \frac{0,163V}{\bar{\alpha}S_0} \quad (\text{A.5})$$

Ist eine Bestimmung der benötigten Nachhallzeit nicht möglich, besteht die Möglichkeit den Absorptionskoeffizienten über eine Mittelung der einzelnen Sabineschen Absorptionskoeffizienten der beteiligten Flächen zu erhalten. Oft wird er in der Praxis, auf bisherigen Erfahrungen basierend, auch abgeschätzt. Sein Wert kann in etwa von $\alpha_m = 0.025$ bis $\alpha_m = 0.004$ variieren.

Der Dämpfungsverlustfaktor wird dann für die einzelnen Untersysteme folgendermaßen berechnet:

Für große Volumina, die ab einer minimalen Kantenlänge $l_k \geq \lambda/2$ als dreidimensional angesehen werden können, gilt die Formel

$$\eta_i = \frac{S_0 c_0 \bar{\alpha}}{4\omega V_i} \quad (\text{A.6})$$

Gilt bei Räumen für eine der Kantenlängen $l_k < \lambda/2$, so muss von einem zweidimensionalen Raum ausgegangen und der Dämpfungskoeffizient folgendermaßen berechnet werden:

$$\eta_i = \frac{S_0 c_0 \bar{\alpha}}{\pi\omega V_i} \quad (\text{A.7})$$

Bei von in einen Raum strahlenden Platten hängt die dissipierte Energie und somit auch der Dämpfungsfaktor nicht so sehr von internen Verlusten oder der Strukturdämpfung ab, sondern vielmehr vom Strahlungsverlustfaktor σ (s. A.4), der eine Frequenz- und auch eine starke Richtungsabhängigkeit aufweist. Bei der Abstrahlung in einen Halbraum ($\Omega = 2\pi$) ergibt sich mit der Flächenmasse m_P der Platte [18]:

$$\eta = \frac{\rho_0 c \sigma}{\omega m_P} \quad (\text{A.8})$$

In der Praxis wird der Dämpfungsfaktor von Platten jedoch oft nicht berechnet, sondern aus Tabellen übernommen und sehr häufig über den gesamten Frequenzbereich auch als konstant angesehen.

A.3 Kopplungsverlustfaktoren

Die Kopplungsverlustfaktoren η_{ij} sind diejenigen Parameter, welche die Übertragung von Energie über Systemgrenzen hinweg beschreiben. Sie sind definiert über

$$P_{ij} = \eta_{ij}\omega E_i - \eta_{ji}\omega E_j \quad (\text{A.9})$$

mit der Energie P_{ij} , die bei der Frequenz ω von System i zu System j übertragen wird. Je nach Art und Verknüpfung der beteiligten Systeme werden sie auf unterschiedliche Weisen berechnet [45].

Platte zu Raum/Kavität

Der Kopplungsverlustfaktor der direkten Kopplung einer Platte an einen benachbarten Raum lässt sich mit Hilfe des Abstrahlgrades σ , der Flächendichte ρ'_P der Platte und den physikalischen Eigenschaften des sich im Raum befindlichen Mediums (im allgemeinen Luft mit der Dichte ρ_0 und der Schallgeschwindigkeit c_0) berechnen:

$$\eta_{12} = \frac{\rho_0 c_0 \sigma}{2\pi f \rho'_P} \quad (\text{A.10})$$

Je höher also der Abstrahlgrad ist, desto größer ist auch der Wert des Kopplungsverlustfaktors. Reziprok verhält sich die Masse der Platte, da mit zunehmender Masse die Energieübertragung schwerer und somit auch der Kopplungsfaktor kleiner wird.

Raum zu Platte

Der Kopplungsverlustfaktoren eines Raumes zu einer Platte wird nach dem Reziprozitätsprinzip $n_1 \eta_{12} = n_2 \eta_{21}$ über den Faktor „Platte zu Raum“ und die Modendichten n der beiden beteiligten Systeme berechnet:

$$\eta_{12} = \frac{\rho_0 c_0 \sigma_1}{2\pi f \rho'_P} \cdot \frac{n_{plate}}{n_{room}} \quad (\text{A.11})$$

Eine Berechnung ist auch über eine alternative Formel nach [45], welche den Quotienten der Modendichten bereits angenähert beinhaltet:

$$\eta_{12} = \frac{\rho_0 c_0^2 S_2 f c_2 \sigma_2}{8\pi V_1 \rho_{s2} f^3} \quad (\text{A.12})$$

Sie weist jedoch bei niedrigen Frequenzen eine große Abweichung im Vergleich zu A.11 auf.

Kavität zu Platte

Analog zum Kopplungsfaktor „Raum zu Platte“ und der Annäherung des dreidimensionalen Raumes an eine zweidimensionale Kavität ergibt sich der Faktor zu:

$$\eta_{12} = \frac{\rho_0 c_0 f_c \sigma}{4\pi f^2 \rho'_P} \quad (\text{A.13})$$

Raum zu Raum (nicht-resonant)

Der Energieübertrag von einem Raum zum nächsten erfolgt in der Regel über einen Festkörper, folglich fließen dessen für die Akustik relevanten Eigenschaften in den Kopplungsfaktor mit ein. Dies sind die Fläche S des Verbindungsfensters zwischen den beiden Räumen und der Transmissionsgrad τ_{12} , der sich über das Massengesetz herleiten lässt. Ferner fließen die Schallgeschwindigkeit c_0 des Mediums im Ausgangsraum und dessen Volumen V_1 in die Berechnung mit ein:

$$\eta_{12} = \frac{c_0 S \tau_{12}}{8\pi f V_1} \quad (\text{A.14})$$

Der Faktor τ_{12} berechnet sich aus dem Massegesetz wie folgt:

$$R = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{\tau} \right) \quad (\text{A.15})$$

Das Schalldämmmaß R wiederum wird über den Mittelwert aus dem Schalldämmmaß bei senkrechtem Einfall R_0 und bei diffusem Einfall \bar{R} bestimmt:

$$R_0 = 10 \cdot \log_{10} \left[1 + \left(\frac{\omega \rho_P}{2\rho_0 c_0} \right)^2 \right] \quad (\text{A.16})$$

$$\bar{R} = R_0 - 10 \cdot \log_{10}(0,23 \cdot R_0) \quad (\text{A.17})$$

$$R = \frac{R_0 + \bar{R}}{2} \quad (\text{A.18})$$

Somit folgt für τ_{12}

$$\tau_{12} = 10^{-R/10} \quad (\text{A.19})$$

Kavität zu Raum

Wie bei dem Dämpfungsfaktor auch muss bei dem Kopplungsverlustfaktor zwischen einer Kavität und Räumen bei einer Frequenz von $f = c/2l_k$ zwischen zwei- und dreidimensionalem Raum unterschieden werden. Für den zweidimensionalen Fall $f < c/2l_k$ wird der Kopplungsverlustfaktor über

$$\eta_{12} = \frac{\tau}{4\pi} \quad (\text{A.20})$$

berechnet, für den dreidimensionalen Fall mit Frequenzen $f > c/2l_k$ nach

$$\eta_{12} = \frac{c_0 A \tau_{12}}{8\pi f V_1} \quad (\text{A.21})$$

τ_{12} berechnet sich für diesen Fall ebenfalls nach A.19.

Doppelwand

Im Gesamtsystem sind nicht nur die direkt benachbarten Systeme durch Energieflüsse miteinander verknüpft, sondern auch diejenigen, welche durch andere Systeme voneinander getrennt werden. Bei diesen Verknüpfungen müssen frequenzabhängigen Eigenschaften der dazwischen liegenden Systeme mit in die Berechnungen einfließen. Die Verknüpfung über eine Doppelwand, in AutoSEA als „Double Wall Connector“ beschrieben, beschreibt die Verbindung der beiden Systeme Sende- und Empfangsraum (SR/ER) über das zusammenhängende Untersystem Paneel-Kavität-Paneel. Die Verknüpfung von Sende- und Empfangsraum wird dabei von dem dynamischen Verhalten der restlichen drei beteiligten Subsysteme bestimmt. Die Doppelwand wird hierbei durch ein System aus direkten und indirekten Pfaden dargestellt, die das komplexe Verhalten der beiden Paneele und der eingeschlossenen Kavität repräsentieren. Bei hohen Frequenzen dominieren hierbei die resonanten und nicht-resonanten Pfade zwischen den einzelnen Untersystemen.

Diese Untersysteme besitzen je nach betrachteter Frequenz unterschiedliche Eigenschaften. Um diese zu berücksichtigen, muss wiederum der Gesamtverband Paneel-Kavität-Paneel betrachtet werden. Zur Ermittlung des Kopplungsfaktors geschieht dieser schrittweise mit Hilfe von Transfermatrizen, welche die Ausbreitung von ebenen Wellen in den genannten Systemen darstellen.

Der Vektor $V^i(P) = [p(P) v(P)]^T$ beschreibt das akustische Feld durch Druck und Geschwindigkeit im Punkt P und die Ausbreitung von Schallwellen im Medium von Punkt P_1 zu P_2 ist mit der Transfermatrix $[T^i]$ durch

$$V(P_1) = [T^i] \cdot V(P_2) \quad (\text{A.22})$$

definiert.

In einem ersten Schritt werden die Panels als eine homogene Masse betrachtet, die komplexe harmonische Form der Bewegungsgleichung lautet daher

$$j \omega m v = p(P_1) - p(P_2) \quad (\text{A.23})$$

mit dem Druck p in den Punkten P_1 und P_2 kurz vor bzw. nach der Masseschicht und der Geschwindigkeit v des Systems. Die Transfermatrix lässt sich daher für das Paneel wie folgt definieren:

$$[T^P] = \begin{bmatrix} 1 & j\omega m \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.24})$$

Für die Transfermatrix der Kavität gilt der folgende Zusammenhang

$$[T^K] = \begin{bmatrix} \cos(k_z h) & j \frac{\omega \rho_0}{k_z} \sin(k_z h) \\ j \frac{k_z}{\omega \rho_0} \sin(k_z h) & \cos(k_z h) \end{bmatrix} \quad (\text{A.25})$$

mit der Luftdichte ρ_0 und der senkrecht zur Wand stehenden Komponente der Wellenzahl k_z .

Die kombinierte Transfermatrix des Untersystems Paneel-Kavität-Paneel erhält man aufgrund der Ähnlichkeit der Systeme durch eine Multiplikation der einzelnen Matrizen miteinander:

$$[T^{P-K-P}] = [T^{P_1}] \cdot [T^K] \cdot [T^{P_2}] \quad (\text{A.26})$$

Zusammen mit A.22 erhält man über

$$\begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_{SR} = [T^{P-K-P}] \cdot \begin{bmatrix} p \\ \frac{\rho_0}{c_0} \cos \theta \end{bmatrix}_{ER} \quad (\text{A.27})$$

das Druckverhältnis zwischen Sende- und Empfangsraum und somit auch den Transmissionsgrad für den Einfallswinkel θ . Die Berechnung des Transmissionsgrads im Diffusfeld erfolgt über die Integration

$$\tilde{\tau} = \int_{0^\circ}^{78^\circ} \tau(\theta) \sin 2\theta d\theta \quad (\text{A.28})$$

Die Übertragungsfaktor des Doppelwandensystems erhält man schließlich über

$$dwc_{SR-ER} = \frac{c_0 \cdot S \cdot \tilde{\tau}}{8 \cdot \pi \cdot f \cdot V_1} \quad (\text{A.29})$$

Die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems Paneel-Kavität-Paneel wird durch

$$\omega_0 = \left[\left(\frac{\rho_0 c^2}{t_{dw}} \right) \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.30})$$

bestimmt und ist auch im Verlauf des Transmissionsgrades über die Frequenz klar ersichtlich.

A.4 Strahlungsverlustfaktor

Der Abstrahlgrad σ einer Platte ist identisch mit dem Strahlungsverlustfaktor, da er frequenzabhängig die Fähigkeit der Platte beschreibt, Energie in das an sie angrenzende Medium abzustrahlen. Er wird üblicherweise über eine abschnittsweise definierte Funktion abgeschätzt, welche den Wert bei der Koinzidenzfrequenz betrachtet, sowie den Verlauf vor und nach dieser. Eine andere Möglichkeit würde darin bestehen, eine Modalanalyse der Platte durchzuführen und so Rückschlüsse auf die abstrahlfähigen Moden zu ziehen. Für Frequenzen weit unter der zuvor ermittelten Koinzidenzfrequenz bis zu einer Frequenz $f_{11} = c_0^2 \beta / 2S f_c$ wird er mit dem Geometriefaktor $\beta = (l_x/l_y + l_y/l_x)/2$ über

$$\sigma = \frac{4A}{c_0^2} \cdot f^2 \quad (\text{A.31})$$

ermittelt. Ab f_{11} gilt mit dem Paneelumfang $P = 2l_x + 2l_y$:

$$\sigma \approx \frac{\lambda_c^2}{S} g_1(a) + \frac{P \lambda_c}{S} g_2(a) \quad (\text{A.32})$$

Hierbei sind die Koeffizienten g_1 und g_2 nach [18] und [27] folgendermaßen definiert:

$$g_1(a) = \begin{cases} \frac{8}{\pi^4} \frac{(1-2a^2)}{a(1-a^2)^{1/2}} & f < f_c/2 \\ 0 & f > f_c/2 \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

$$g_2(a) = \frac{1}{4\pi^2} \left[\frac{(1-a^2) \ln\left(\frac{1+a}{1-a}\right) + 2a}{(1-a^2)^{3/2}} \right] \quad (\text{A.34})$$

a beträgt

$$a = \sqrt{\frac{f}{f_c}} \quad (\text{A.35})$$

Sein Maximum erreicht der Abstrahlgrad bei der Koinzidenzfrequenz f_c , der Wert beträgt hierbei:

$$\sigma \approx \left(\frac{l_x}{\lambda_c} \right)^{1/2} + \left(\frac{l_y}{\lambda_c} \right)^{1/2} \quad (\text{A.36})$$

Anschließend fällt er nach

$$\sigma \approx \left(1 - \frac{f_c}{f} \right)^{-1/2} \quad (\text{A.37})$$

wieder ab und nähert sich somit für hohe Frequenzen asymptotisch dem Wert $\sigma = 1$. Der theoretische Verlauf des Abstrahlgrades einer quadratischen Platte mit der Kantenlänge $l_x = l_y = 1m$ und einer Koinzidenzfrequenz von $f_c = 2000Hz$ wird in Grafik A.1 wiedergegeben.

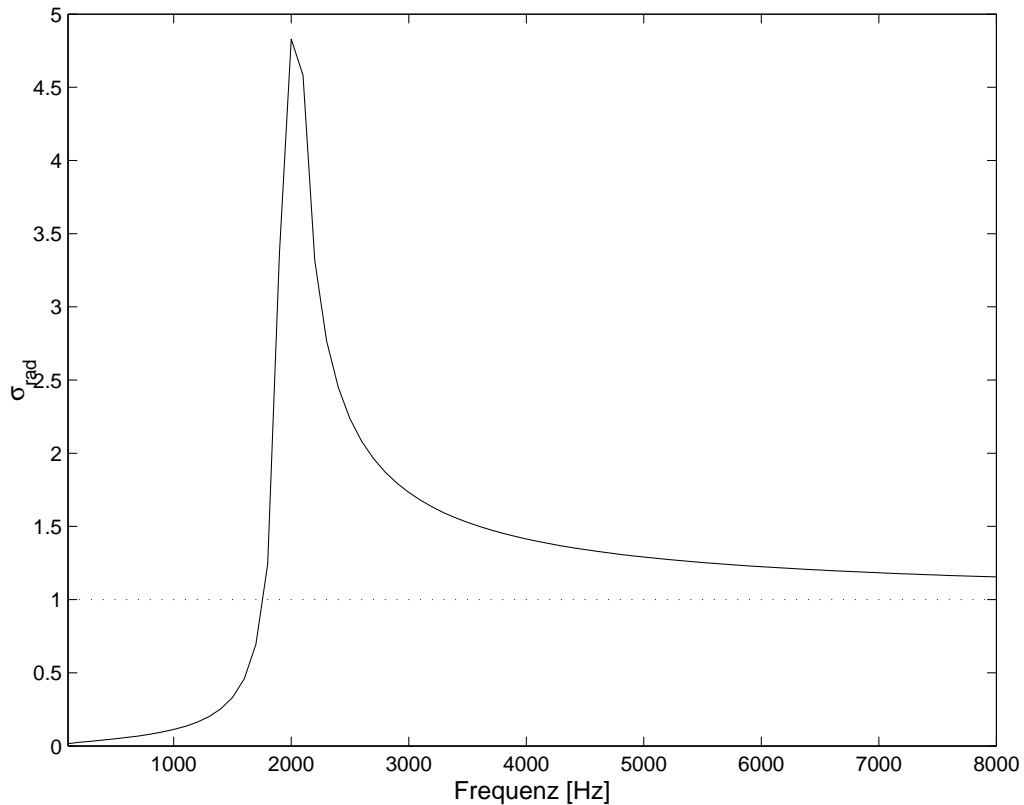


Abbildung A.1: Theoretischer Strahlungsverlustfaktor σ_{rad} einer quadratischen Platte

A.4.1 Absorptionsfaktor

Eine für den endgültigen sich in einem Volumen, wie in etwa der Hubschrauber kabine, einstellenden Schallpegel sehr wichtige Größe ist der Schallabsorptionskoeffizient α . Er bestimmt den Anteil von einfallender zu absorbierter Schallenergie. Diese absorbierte Energie wird von den Oberflächen nicht wieder reflektiert, sondern in andere Energien, wie zum Beispiel Wärme, umgewandelt und beeinflusst somit direkt den Schalleistungspegel, der in diesem Volumen herrscht.

Die Bestimmung des Koeffizienten α kann hierbei über die zeitlich variable Methode der Nachhallzeitbestimmung erfolgen, oder über eine Methode, die auf dem Gleichgewicht zwischen eingestrahelter und absorbierter Energie im betrachteten Volumen beruht.

Nachhall

Der Nachhall eines Raumes äußert sich in der zeitlichen Änderung seiner Energie E , die sich in einem Abfall des Schalldruckpegels nach einer kurzen akustischen Anregung, wie in etwa einem Knall, äußert. Die Energie kann als Produkt aus Energiedichte $\epsilon = p^2/\rho_0 c_0^2$ und Volumen V geschrieben werden:

$$E = \epsilon V. \quad (\text{A.38})$$

Beim Nachhall wird die auf eine Fläche S_i treffende Energie von dieser mit dem Schallabsorptionsgrad α_i absorbiert. $\bar{\alpha}$ ist der mittlere Schallabsorptionsgrad sämtlicher beteiligter Oberflächen des betrachteten Volumens V [46]:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{S_0} \sum_i \alpha_i A_i. \quad (\text{A.39})$$

Multipliziert mit der Kabinenoberfläche S_0 , welche zusätzliche Einbauten im betrachteten Raum, wie zum Beispiel die Sitze in der Hubschrauberkabine, nicht mit einschließt, ergibt sich daraus die äquivalente Absorptionsfläche A :

$$A = \bar{\alpha} S_0 = \sum_i \alpha_i S_i. \quad (\text{A.40})$$

Die Absorptionsfläche A kann als die Fläche gedeutet werden, die den Schall vollständig absorbiert, wohingegen die Fläche $S_0 - A$ den Schall vollständig reflektiert. Die eintreffende Energie entspricht der Intensität I pro Fläche A , die absorbierte Energie ist somit $\alpha I S$. Da diese auch der Abnahme der Energie pro Volumen entspricht, lässt sich schreiben:

$$-V \frac{d\epsilon}{dt} = \bar{\alpha} I S. \quad (\text{A.41})$$

Im Diffusfeld gilt zudem für die pro Flächenstück einfallende Intensität

$$I = \frac{\epsilon c}{4} \quad (\text{A.42})$$

und somit

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{4}{c_0} \frac{dI}{dt}. \quad (\text{A.43})$$

In A.41 eingesetzt lässt sich der Abfall der Intensität berechnen:

$$\begin{aligned} -\frac{4V}{c_0} \frac{dI}{dt} &= S \bar{\alpha} I = A I \\ \frac{dI}{I} &= \frac{-A c_0}{4V} dt \\ \ln I &= \frac{-A c_0}{4V} t + cst. \end{aligned} \quad (\text{A.44})$$

I_0 bezeichnet die Intensität zum Zeitpunkt $t=0$, was schließlich zum geometrie- und werkstoffabhängigen Verlauf des Intensitätsabfalls führt:

$$\begin{aligned} \ln I - \ln I_0 &= -\frac{A c_0}{4V} t \\ \ln(I/I_0) &= -\frac{A c_0}{4V} t \\ \frac{I}{I_0} &= \exp \left[-\frac{A c_0}{4V} t \right] \end{aligned} \quad (\text{A.45})$$

Ermittlung über die Nachhallzeit

Eine gebräuchliche Methode zur Bestimmung der Absorptionsfläche und somit auch des Absorptionskoeffizienten α ist die Messung der Nachhallzeit T . Bei diesem Verfahren wird die Zeit gemessen, während der die Schallenergie von einem Anfangswert auf den millionsten Teil abklingt. Dies entspricht einem Abklingen des Schalldrucks oder der Intensität

auf den tausendsten Teil, oder um 60dB. Daraus folgt für den zeitlichen Verlauf der Energiedichte mit A.45:

$$\begin{aligned} -60 &= 10 \log_{10}(I/I_0) \\ &= (10/2, 3) \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{10}{2,3} \frac{Ac}{4V} t \end{aligned} \quad (\text{A.46})$$

$$t = 55,2 \frac{V}{Ac}. \quad (\text{A.47})$$

Mit $c_0 = 343 \text{ m/s}$ ergibt sich somit für die Nachhallzeit die Formel nach Sabine:

$$T = 0,163 \cdot \frac{V}{A} [\text{s}] \quad (\text{A.48})$$

Oder aufgelöst nach dem Absorptionsgrad $\bar{\alpha}_s = A/S$

$$\bar{\alpha}_s = 0,163 \frac{V}{TS} \quad (\text{A.49})$$

S ist in diesem Fall die Raumboberfläche ohne Berücksichtigung der Einbauten und V dessen Volumen. Für einen Absorptionsgrad $\bar{\alpha}_s > 0,2$ gilt nach Eyring folgende Näherung:

$$\bar{\alpha}_E = 1 - \exp\left(-0,163 \frac{V}{TS}\right) \quad (\text{A.50})$$

Daraus folgt schließlich für die frequenzabhängige äquivalente Schallabsorptionsfläche A

$$A = -\ln(1 - \bar{\alpha}_E) = S_V \quad (\text{A.51})$$

und für $\bar{\alpha} < 0,2$

$$A = 0,163 \frac{V}{T} = \bar{\alpha}_s S_V. \quad (\text{A.52})$$

Bestimmung über das Energiegleichgewicht

Im Fall des Hubschraubers war die Bestimmung der Nachhallzeit wegen des geringen Kabinenvolumens und der kurzen Nachhallzeiten jedoch sehr schwer zu realisieren, so dass anstatt der Bestimmung der Nachhallzeit mit einer Normschallquelle gearbeitet wurde [47]. Dieses Verfahren beruht auf dem Energiegleichgewicht, welches sich zwischen der von der Normschallquelle abgestrahlten Schallenergie und der vom Raum absorbierten Energie einstellt.

Die Normschallquelle erzeugt hierbei ein stationäres Schallfeld mit einer fest definierten Schalleistung L_w pro Frequenz im Terzband, welches als Referenz im reflexionsfreien Raum gemessen wird. Bei kontinuierlicher Schalleinstrahlung L_w in ein definiertes Volumen mit konstanter Oberfläche A stellt sich ein Gleichgewicht zwischen eingestrahelter und absorbierten Energie nach A.41 ein:

$$L_w = IS\bar{\alpha} \quad (\text{A.53})$$

Mit dem Zusammenhang zwischen Intensität und Energiedichte im Diffusfeld

$$I = \frac{p^2}{4\rho c} \quad (\text{A.54})$$

lässt sich der Druck in diesem Volumen wie folgt beschreiben:

$$p^2 = L_w \cdot \frac{4\rho c}{S\bar{\alpha}} = L_w \cdot \frac{4\rho c}{A}. \quad (\text{A.55})$$

Mit $\rho c = 415$ rayls und dividiert durch $W_0 = 10^{-12}$ ergibt sich

$$\frac{p^2}{10^{-12}} = \frac{L_w}{10^{-12}} \cdot \frac{4\rho c}{A} = \frac{L_w}{10^{-12}} \cdot \frac{1660}{A} \quad (\text{A.56})$$

$$\left(\frac{p^2}{10^{-12}}\right)^2 \cdot \frac{1}{4,15} = \frac{L_w}{L_{w_0}} \cdot \frac{1}{4} \quad (\text{A.57})$$

und in logarithmischer Schreibweise

$$\log\left(\frac{p}{p_0}\right)^2 + \log_{10}\frac{1}{4,15} = \log_{10}\frac{L_w}{L_{w_0}} + \log_{10}\frac{1}{A} \quad (\text{A.58})$$

$$L_p - 6,18 = L_w + 10 \log_{10}\frac{1}{A} \quad (\text{A.59})$$

Der gesuchte Absorptionsgrad α lässt sich somit direkt aus der Schalleistung der Quelle (L_w) und dem gemessenen Schalldruckpegel in der Kabine ermitteln:

$$\log(A) = \frac{SWL}{10} - \frac{SPL}{10} + 0,618 \quad (\text{A.60})$$

$$\alpha = 10^{\frac{SWL+6,18-SPL}{10}} \cdot \frac{1}{S} \quad (\text{A.61})$$

Absorptionsmessung in der Hubschrauberkabine

Das auf dem Energiegleichgewicht basierende Verfahren zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten wurde auch in der Hubschrauberkabine verwendet. Unter Verwendung einer „B+K Reference Sound Source 4204“ Normschallquelle wurde der Schallpegel in der Kabine gemessen.

Die Messungen in der mit sieben Sitzen ausgestatteten Kabine ergaben jedoch an den unterschiedlichen Messpunkten sich deutlich voneinander unterscheidende Schalldruckpegel, da die Sitze der ungehinderten Schallausbreitung entgegenwirkten. Eine Platzierung der Quelle im Passagierbereich hatte beispielsweise sehr geringe Pegel im vorderen Teil des Hubschraubers zur Folge, da die Schallausbreitung durch die Pilotensitze eingeschränkt wurde. Daher kann in diesem Fall nur eingeschränkt von einem Diffusfeld innerhalb der gesamten Kabine ausgegangen und die direkten Schallpfade von der Quelle zum Empfänger müssen nach [46] wegen der räumlichen Nähe zwischen Quelle und Empfänger unbedingt mit in die Berechnung einbezogen werden.

Ähnlich A.55 ergibt sich der Druck im Messpunkt aus dem Druck des Diffusfeldes p_d und dem des freien Feldes p_r . Im Diffusfeld herrscht ein Energiegleichgewicht $W_r = I_r S \bar{\alpha}$ zwischen der ausgestrahlten Energie W und der absorbierten Energie $W_r = W(1 - \bar{\alpha})$. Somit ergibt sich für die Intensität im Diffusfeld

$$I_r = W_r / S \bar{\alpha} = W(1 - \bar{\alpha}) / S \bar{\alpha} \quad (\text{A.62})$$

An einer Oberfläche ergibt sich mit der Intensität I

$$I_r = p_r^2/4\rho c \quad (\text{A.63})$$

$$p_r^2/\rho c = 4W(1 - \bar{\alpha})/S\bar{\alpha}. \quad (\text{A.64})$$

Für Direktschall folgt mit der Gleichung des freien Feldes und dem Richtungsfaktor Q der Quelle ($Q = 1$ für eine uniforme Quelle)

$$p_d^2/\rho c = QW/4\pi r^2. \quad (\text{A.65})$$

Der Gesamtdruck an einem beliebigen Punkt ergibt sich durch Addition der Drücke p_d und p_r

$$p^2 = p_d^2 + p_r^2 \frac{p^2}{\rho c} = \frac{QW}{4\pi r^2} + 4W \frac{1 - \bar{\alpha}}{S\bar{\alpha}} = W \left[\frac{Q}{4\pi r^2} + 4 \frac{1 - \bar{\alpha}}{S\bar{\alpha}} \right] \quad (\text{A.66})$$

Analog zu A.58 erhält man in Dezibel-Schreibweise

$$L_p(\text{SPL}) - 0.0168 = L_w(\text{SWL}) + 10 \log \left[\frac{QW}{4\pi r^2} + 4 \frac{1 - \bar{\alpha}}{S\bar{\alpha}} \right] \quad (\text{A.67})$$

und vereinfacht mit der Raumkonstante $R = S\bar{\alpha}/(1 - \bar{\alpha})$

$$L_p = L_w + 10 \log \left[\frac{QW}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right]. \quad (\text{A.68})$$

Aufgelöst nach R

$$\frac{QW}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} = 10^{\left(\frac{L_p - L_w}{10}\right)} \quad (\text{A.69})$$

$$R = 4 / \left(10^{\left(\frac{L_p - L_w}{10}\right)} - \frac{QW}{4\pi r^2} \right) \quad (\text{A.70})$$

lässt sich mit $\bar{\alpha} = R/(S + R)$ der Absorptionsgrad $\bar{\alpha}$ der Kabine bestimmen [47].

Eine Messung nach diesem Verfahren mit der Mittelung der Schalldruckpegel an verschiedenen Punkten der Kabine (Abb. A.3) und einer jeweils wechselnden Position der Normschallquelle ergab den Verlauf des Absorptionskoeffizienten α der Kabine, der in Abb. (Abb. A.3) dargestellt wird.

A.5 Intensitätsmessverfahren

Der Schalleistungspegel einer abstrahlenden Schallquelle kann über das Vektorfeld seiner Schallintensität bestimmt werden [48]. Die Intensität an einem Punkt an der Position \mathbf{r} [Abb. A.5] zum Zeitpunkt und in einer Richtung \mathbf{x} ist definiert als

$$I_d(\mathbf{r}, t) = p(\mathbf{r}, t) \cdot u_x(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.71})$$

mit dem akustischen Druck p und der Fluidgeschwindigkeit u_x in der Richtung \mathbf{x} . Diese Intensität beschreibt den Leistungsfluss durch eine unendlich kleine Fläche, die sich im Punkt \mathbf{r} befindet und deren Normalenvektor in Richtung \mathbf{d} zeigt. In der Regel wird die Intensität über eine Zeit t gemittelt [49]:

$$I_d(\mathbf{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(\mathbf{r}, t) \cdot u_x(\mathbf{r}, t) \cdot dt \quad (\text{A.72})$$

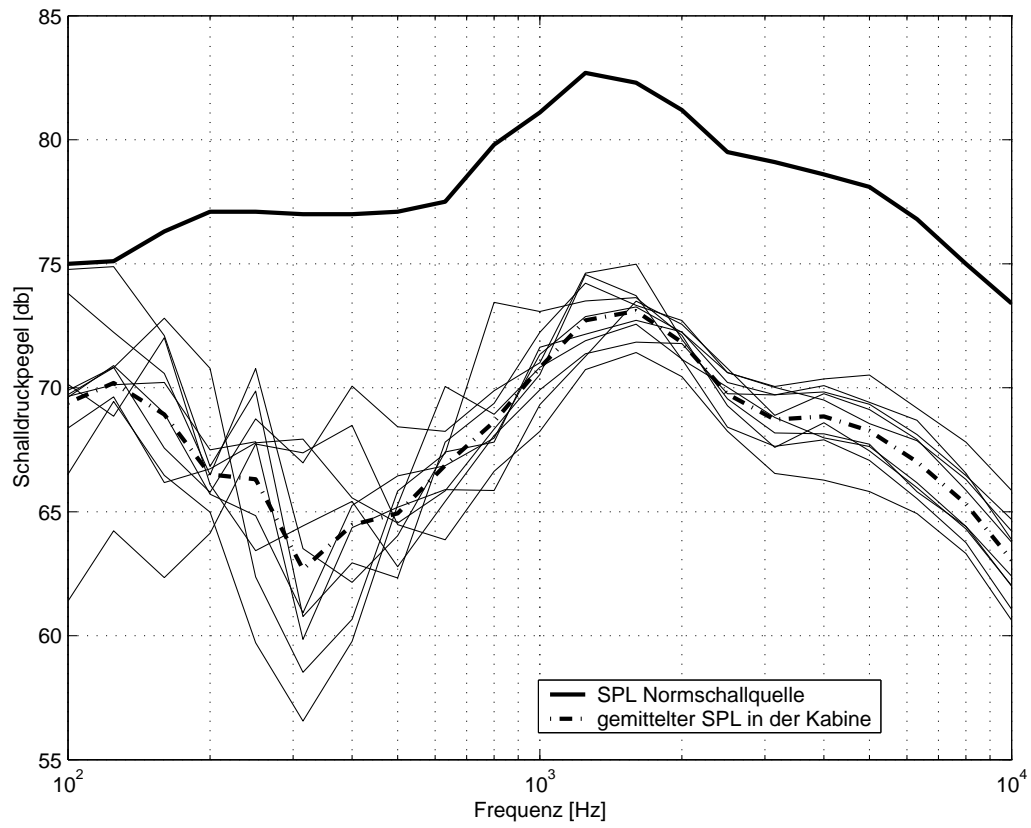


Abbildung A.2: gemessene Schalldruckpegel im Kabineninneren

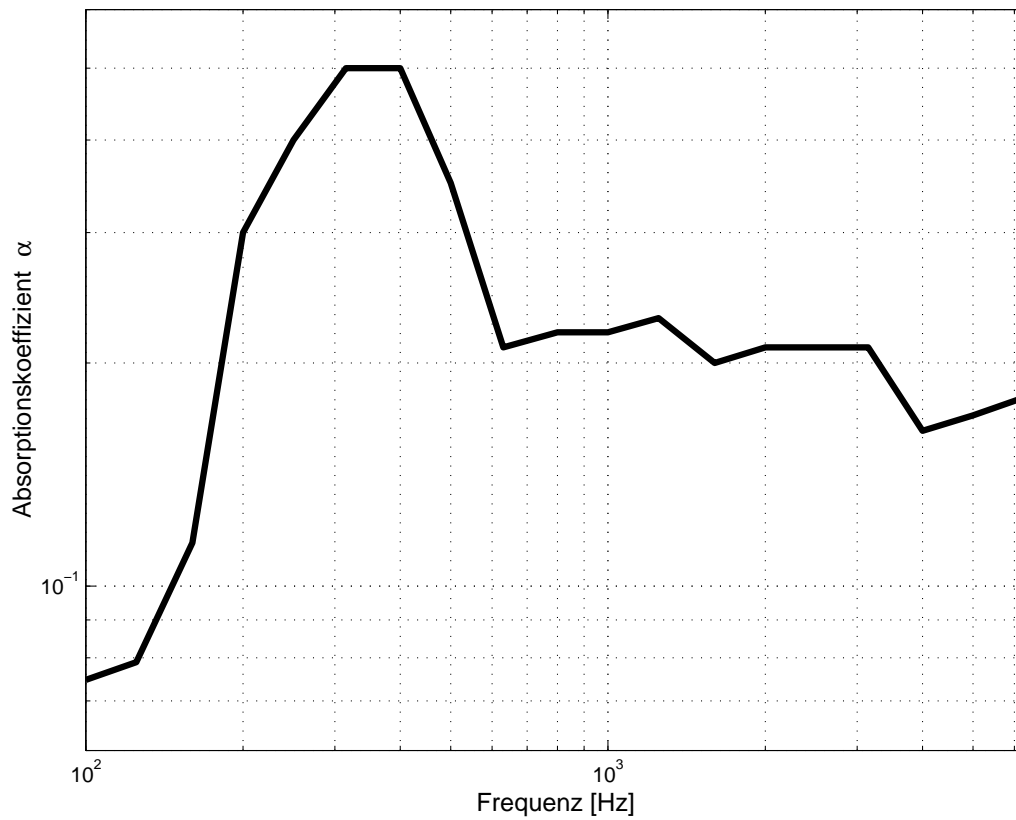


Abbildung A.3: Absorptionskoeffizient α der Hubschrauber kabine



Abbildung A.4: Messaufbau der Absorptionsmessungen mit Normschallquelle in der Hubschrauberkabine

Die durch eine Fläche S in Normalenrichtung gehende Intensität I_n definiert den Schallleistungspegel W :

$$W = \oint_S I_n(\mathbf{r}) \cdot dS(\mathbf{r}) \quad (\text{A.73})$$

Die Schallintensität wird mit einer Intensitätssonde gemessen, die aus einem Mikrofonpaar besteht, das höchste Anforderungen an die genaue Messung der Phase erfüllen muss. Entsprechend der Euler-Gleichung kann die Teilchengeschwindigkeit folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$v_d(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\rho_0} \int_{-\infty}^t \frac{\partial p(\mathbf{r}, \tau)}{\partial d} \cdot d\tau. \quad (\text{A.74})$$

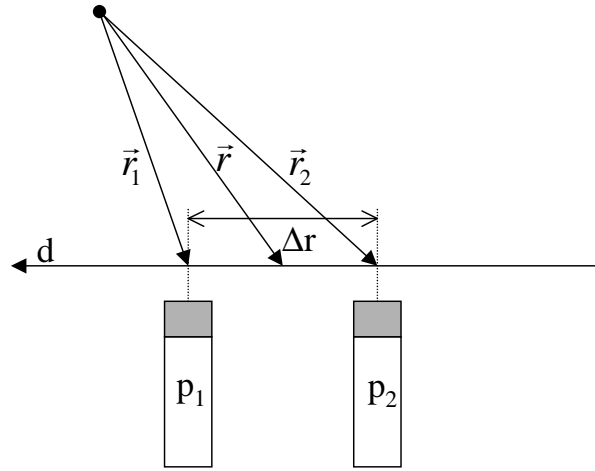


Abbildung A.5: Mikrofonanordnung der Intensitätsmesssonde

Der Druckgradient in der Mitte der beiden Mikrofone an der Stelle $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ beträgt

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}, t)}{\partial d} = \frac{p_1(\mathbf{r}_1, t) - p_2(\mathbf{r}_2, t)}{\Delta r} \quad (\text{A.75})$$

mit dem kleinen Mikrofonabstand $\Delta r = \|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\|$. Der Druck in \mathbf{r} wird über

$$p(\mathbf{r}, t) \approx \frac{p_1(\mathbf{r}_1, t) - p_2(\mathbf{r}_2, t)}{2} \quad (\text{A.76})$$

angenähert. Einsetzen der Gleichungen A.74 und A.75 in A.76 liefert eine Näherung der zeitgemittelten Intensität in Richtung der verbindenden Geraden der beiden Mikrofone:

$$I_d(\mathbf{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{p_1(\mathbf{r}_1, t) + p_2(\mathbf{r}_2, t)}{2 \cdot \rho \cdot \Delta r} \left(\int_{-\infty}^t \begin{pmatrix} p_2(\mathbf{r}_2, \tau) \\ -p_1(\mathbf{r}_1, \tau) \end{pmatrix} d\tau \right) dt \quad (\text{A.77})$$

In den meisten praktischen Anwendungen wird die Schallintensität jedoch nicht direkt aus dem Zeitspektrum ermittelt, sondern aus dem gleichwertigen Frequenzspektrum, in dem die Intensität folgendermaßen definiert ist:

$$I_d(r, \omega) \approx \frac{\text{Im} \{ G_{p_1 p_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \}}{\rho \cdot \omega \cdot \Delta r} \quad (\text{A.78})$$

$\text{Im}(G)$ ist der imaginäre Anteil des Kreuzspektrums der beiden Mikrofon-signale der Intensitätssonde, der über Druckmessungen direkt aus einem 2-Kanal-Analysator entnommen

werden kann. Gleichung A.78 zeigt deutlich, dass der Abstand δr der Mikrofone der bestimmende Faktor der Genauigkeit der Intensitätsmessung ist. Um den Näherungsfehler aus den Gleichungen A.75 und A.76 gering zu halten, sollten die Mikrofone daher einen möglichst geringen Abstand besitzen. Wird er jedoch zu gering gewählt, können die Eingangssignale der beiden Mikrofone zu ähnlich sein, wodurch Messrauschen an Bedeutung gewinnt und die Ergebnisse verfälschen kann. Als Kompromiss zwischen diesem Grund und einem möglichst großen zu messenden Frequenzbereich wird ein Abstand der beiden Sondenmikrofone von 12mm verwendet, der einen Messbereich von 175Hz bis 5kHz bei einem maximalen Fehler von 1dB zulässt.

Das Flächenintegral aus Gleichung A.73, welches die abgestrahlte Schalleistung der akustischen Quelle bestimmt, wird je nach Messverfahren entweder über das Messen an diskreten Punkten eines Messrasters oder mit Hilfe des Scanning-Verfahrens angenähert. Beim Scanning-Verfahren nach ISO 9614 Teil 2 wird mit der Messsonde kontinuierlich über die zu messende Fläche gefahren, wodurch dieses Verfahren weniger Zeit benötigt als eine vergleichbare diskrete Messung. Jedoch muss sehr darauf geachtet werden den Abstand zur Oberfläche trotz der Unabhängigkeit zum Messergebnis möglichst konstant zu halten um das Messergebnis nicht zu verfälschen.

Die durch eine Fläche fließende Schalleistung schließlich entspricht der über der Oberfläche gemessenen Schallintensität:

$$W(\omega) \approx \sum_{i=1}^N \bar{I}_{n_i}(\omega) \cdot S_i \quad (\text{A.79})$$

Das Schalldämmmaß ergibt sich schließlich aus einem Vergleich der auf die Fläche eingestrahlt und von ihr abgestrahlten Leistung:

$$R = 10 \log_{10} \left(\frac{W_{Quelle}}{W_{Empfänger}} \right). \quad (\text{A.80})$$

Die hierfür benötigte eingestrahelte Schalleistung aus dem Kabineninneren wird ebenfalls aus der über die Fläche eingestrahelte Intensität berechnet. Diese wird mit Hilfe der Diffusfeldannahme

$$I_x = \frac{p_{rms}^2}{4\rho_0 c} \quad (\text{A.81})$$

aus dem an der inneren Oberfläche gemessenem Drucksignal p_{rms}^2 bestimmt.

Anhang B

Homogenisierung von Faserverbundwerkstoffen

Mischungsregel

Für Deckschichten mit unidirektionaler Faserlage lassen sich die E-Module in die beiden Hauptrichtungen E_1 und E_2 mit bekanntem Volumenanteil v und E-Modul E_f der Faser und E_m der Matrix, in welche die Fasern eingebettet sind, über die Mischungsregel [50] berechnen:

$$E_1 = v_f E_f + v_m E_m \quad (\text{B.1})$$

$$E_2 = \frac{E_f E_m}{E_f v_m + E_m v_f} \quad (\text{B.2})$$

Ebenso lassen sich so der E-Modul E_3 und die Schubmodule G_{12} , G_{13} und G_{23} berechnen

Meistens finden jedoch gewebte Prepregs Anwendung, deren Aufbau als Mehrschichtverbund zweier unidirektionale Prepregs gedeutet werden kann, die in einem Winkel von 90° zueinander angeordnet sind. Für den E-Modul gilt mit den auf die Gesamtdicke bezogenen relativen Schichtdicken d_0 und d_{90} in diesem Fall:

$$E_x = \frac{1}{1 - \nu_{21}\nu_{12}} \cdot \left(d_0 E_1 + d_{90} E_2 - \frac{(\nu_{21} E_2)^2}{d_0 E_1 + d_{90} E_2} \right) \approx d_0 E_1 + d_{90} E_2 \quad (\text{B.3})$$

$$\nu_{xy} = \frac{\nu_{21}}{d_{90} + d_0 \frac{E_1}{E_2}} \nu_{yx} = \frac{\nu_{21}}{d_0 + d_{90} \frac{E_1}{E_2}} \quad (\text{B.4})$$

$$G_{xy} = G_{12} \quad (\text{B.5})$$

Für den Fall eines gewebten Prepregs gilt $d_0 = d_{90} = 0,5$ und somit

$$E_x = E_y = 0,5 E_1 + 0,5 E_2 \quad (\text{B.6})$$

Mehrschichtentheorie

Besteht eine Deckschicht aus mehreren identischen oder auch unterschiedlichen Prepreglagen, so lassen sich über die aus der Mischungsregel bekannten Größen und die Laminattheorie ihre homogenisierten mechanischen Eigenschaften ermitteln. Die klassische Laminattheorie betrachtet ein dünnes mehrschichtiges Laminat als spezielle orthotrope

Platte. Unter den Voraussetzungen eines ebenen Spannungszustandes und linearer Elastizität gilt für die Spannungs-/Dehnungsbeziehungen einer Schicht nach [51]:

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \tau_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & 0 \\ Q_{12} & Q_{22} & 0 \\ 0 & 0 & Q_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \gamma_{12} \end{bmatrix} \quad (\text{B.7})$$

mit der reduzierten Steifigkeitsmatrix Q der orthotropen Schicht in den Materialhauptachsen 1 und 2:

$$Q_{11} = \frac{E_1}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad (\text{B.8})$$

$$Q_{12} = \frac{\nu_1 2E_2}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad (\text{B.9})$$

$$Q_{22} = \frac{E_2}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad (\text{B.10})$$

$$Q_{66} = G_{12} \quad (\text{B.11})$$

Sind die Fasern unterschiedlich orientiert, muss der Faserorientierungswinkel φ_k der einzelnen Lage k bezogen auf die x-Achse des globalen Koordinatensystems mit einbezogen werden.

Mit den Transformationsmatrizen

$$T_\sigma = T(\varphi_k) = \begin{bmatrix} \cos^2\varphi_k & \sin^2\varphi_k & 2\sin\varphi_k\cos\varphi_k \\ \sin^2\varphi_k & \cos^2\varphi_k & -2\sin\varphi_k\cos\varphi_k \\ -\sin\varphi_k\cos\varphi_k & \sin\varphi_k\cos\varphi_k & \cos^2\varphi_k - \sin^2\varphi_k \end{bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

$$T_\epsilon = (T_\sigma^{-1})^T \quad (\text{B.13})$$

ergibt sich somit für die transformierte Steifigkeitsmatrix Q der k -ten Schicht im globalen Koordinatensystem

$$\bar{Q}_k = T_\sigma(\varphi_k)^{-1} Q_k T_\epsilon(\varphi_k) \quad (\text{B.14})$$

Die Spannungs-/Dehnungsbeziehungen lauten somit:

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Q}_{11} & \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{16} \\ \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{22} & \bar{Q}_{26} \\ \bar{Q}_{16} & \bar{Q}_{26} & \bar{Q}_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \quad (\text{B.15})$$

Die resultierenden Kräfte N und Momente M in der Laminebene ergeben sich durch Integration der Spannungen in Dickenrichtung:

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-t/2}^{t/2} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix}_k dz = \sum_{k=1}^N \int_{z_{k-1}}^{z_k} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix}_k dz \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-t/2}^{t/2} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix}_k z dz = \sum_{k=1}^N \int_{z_{k-1}}^{z_k} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix}_k z dz \quad (\text{B.17})$$

z_k ist die z -Koordinate der Grenzfläche zwischen der k -ten und der $k+1$ -ten Schicht und t die Dicke des Laminats.

Als Gleichungssystem für Kräfte und Momente ergibt sich nach [52]

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} \\ A_{12} & A_{22} & A_{26} \\ A_{16} & A_{26} & A_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_x^0 \\ \epsilon_y^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{16} \\ B_{12} & B_{22} & B_{26} \\ B_{16} & B_{26} & B_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa_x \\ \kappa_y \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \quad (\text{B.18})$$

$$\begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{16} \\ B_{12} & B_{22} & B_{26} \\ B_{16} & B_{26} & B_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_x^0 \\ \epsilon_y^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{16} \\ D_{12} & D_{22} & D_{26} \\ D_{16} & D_{26} & D_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \kappa_x \\ \kappa_y \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \quad (\text{B.19})$$

Die Dehnsteifigkeitsmatrix A_{ij} , die Koppelsteifigkeitsmatrix B_{ij} und die Biegesteifigkeitsmatrix D_{ij} lassen sich aus \bar{Q}_k berechnen:

$$A_{ij} = N \sum_{k=1} \bar{Q}_{ij_k} (z_k - z_{k-1}) \quad (\text{B.20})$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2} N \sum_{k=1} \bar{Q}_{ij_k} (z_k^2 - z_{k-1}^2) \quad (\text{B.21})$$

$$D_{ij} = \frac{1}{3} N \sum_{k=1} \bar{Q}_{ij_k} (z_k^3 - z_{k-1}^3) \quad (\text{B.22})$$

Vereinfacht lässt sich das Kräfte- und Momentengleichgewicht am Laminat somit auch als Blockmatrix schreiben:

$$\begin{bmatrix} N \\ M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ B & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon \\ \kappa \end{bmatrix} \quad (\text{B.23})$$

Die Elastizitätsmodule für eine Schicht der Dicke t lassen sich nachfolgend aus der Steifigkeitsmatrix A bestimmen:

$$E_x = \frac{1}{t} \left[\frac{A_{11}A_{22} - A_{12}^2}{A_{22}} \right] \quad (\text{B.24})$$

$$E_y = \frac{1}{t} \left[\frac{A_{11}A_{22} - A_{12}^2}{A_{11}} \right] \quad (\text{B.25})$$

$$\nu_{xy} = \frac{A_{12}}{A_{22}} \quad (\text{B.26})$$

$$G_{xy} = \frac{1}{t} A_{66} \quad (\text{B.27})$$

Anhang C

Abbildungen des Hubschraubermodells

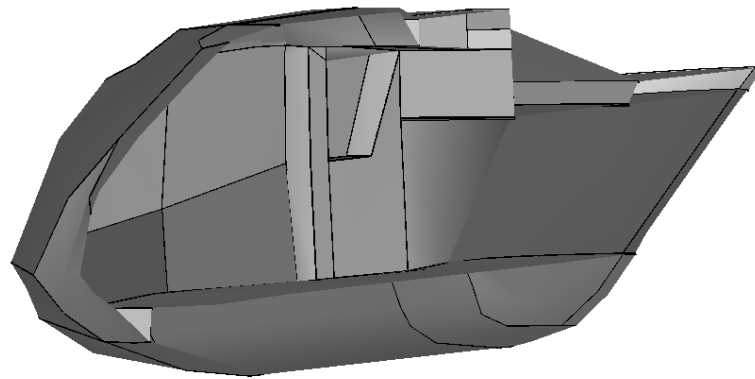


Abbildung C.1: Querschnitt durch das SEA-Modell

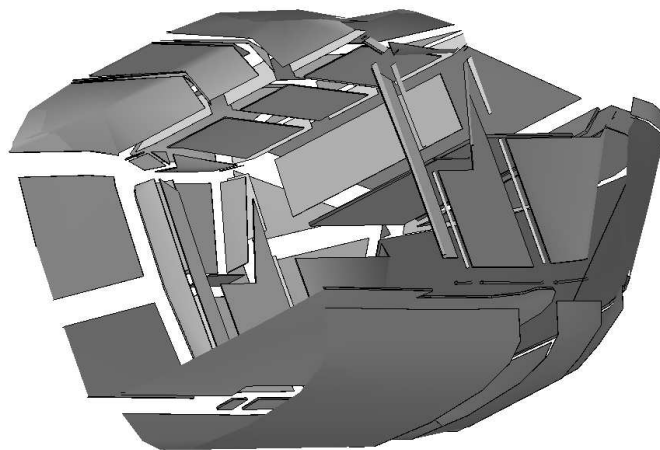


Abbildung C.2: Schnitt durch den Hauptteil der Kabine mit den Getriebekavitäten

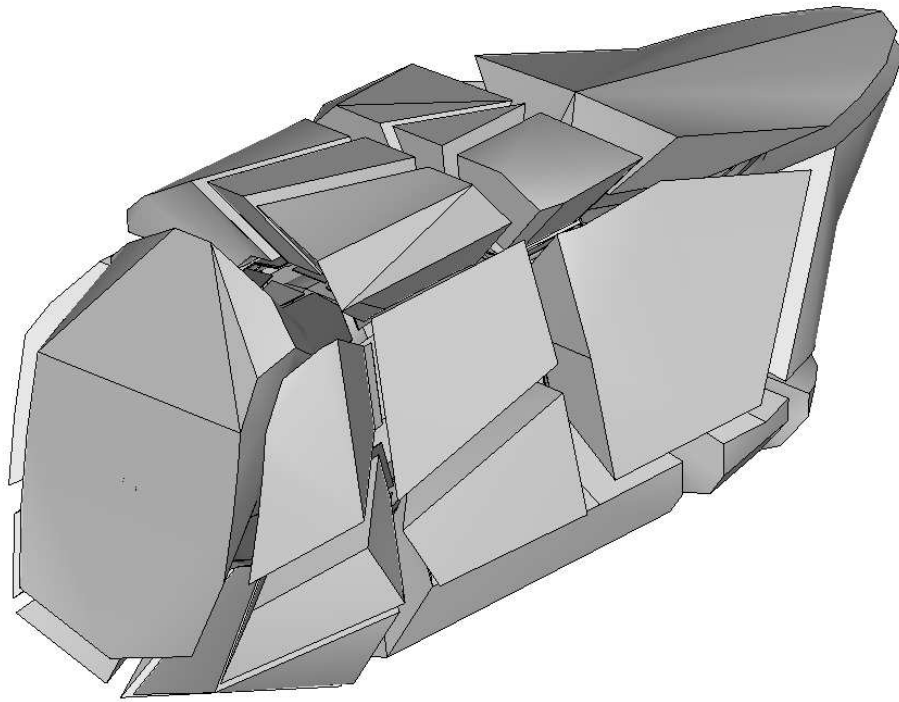


Abbildung C.3: Anordnung der Kavitäten um die Kabine

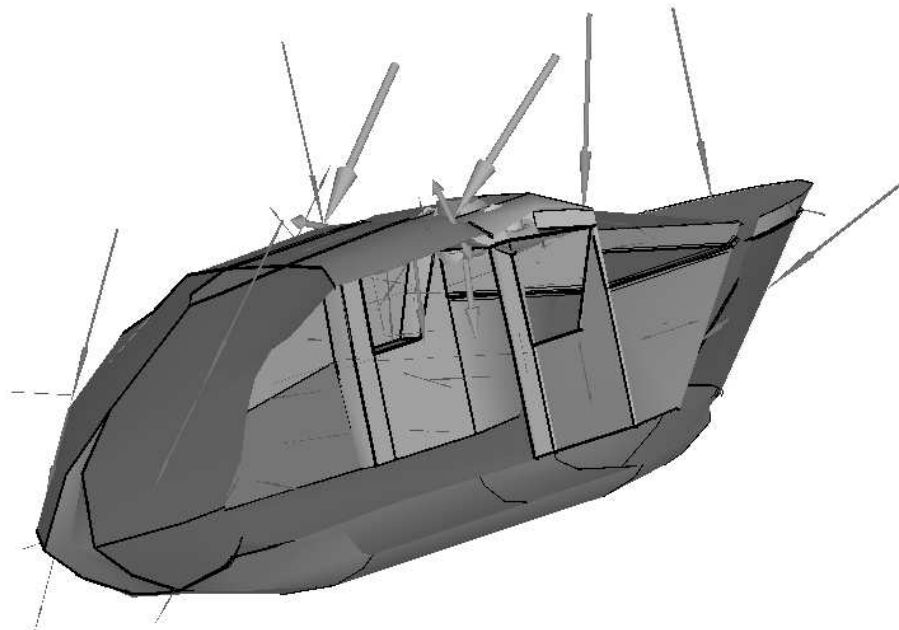


Abbildung C.4: visualisierte Energieströme durch die Verknüpfungsflächen bei 800 Hz

Literaturverzeichnis

- [1] R. Maier, M.J. Pucher: *Aktive Getriebestrebe zur Lärmminderung bei Helikoptern (Teil 1-3)*. Daimler Benz, Technische Mitteilung F1M/GA-8/97 (1997)
- [2] A. Rakowsky: *Vibroakustische Vermessung der Kabinenstruktur des EC135-Prototypen*. Fachhochschule Karlsruhe (2004)
- [3] K.K. Choi, J. Dong, N. Vlahopoulos: *Parametric design sensitivity analysis of high frequency structural-acoustic problems using energy finite element method*. Proceedings of the DETC'03 (2003)
- [4] M. A. Bowes: *Test and evaluation of a quiet helicopter configuration HH-43B*. Journal of the Acoustical Society of America Vol.54 No.5 (1973)
- [5] C.A. Yoerkie, J.A. Moore: *Statistical Energy Analysis modeling of Helicopter Cabin Noise*. 39th Forum of the American Helicopter Society (1983)
- [6] A.W. Rosall: *Acoustic Testing of an Advanced Technology Fuselage Structure*. Westland Helicopters Limited, Research Paper 16 (1983)
- [7] G.P. Mathur, J.E. Manning, A.C. Aubert: *Bell 222 Helicopter Cabin Noise: Analytical Medeling and Flight Test Validation*. NOISE-CON 88 (1988)
- [8] RHINO project report: *Reduction of helicopter interior noise*. AER2-CT92-0046 - BE 2059 (1993)
- [9] M. Dussac, A. Morvan: *Evaluation of Helicopter Internal Noise by Enhanced Statistical Energy Analysis*. Nineteenth European Rotorcraft Forum (1993)
- [10] J.S. A. Lin: *Airplane interior noise modeling using Statistical Energy Analysis approach*. AIAA A99-27867 (1999)
- [11] P.G. Bremmer, T.E. Burton, K.H. Heron: *Validation of modern predictive SEA for interior noise*. AIAA A99-27869 (1999)
- [12] E.B. Davis: *SEA Modeling of Commercial Airplanes. Proceedings of the second international AutoSEA users conference* (2002)
- [13] E. B. Davis: *By Air by SEA*. Journal of Sound and Vibration (2005)
- [14] I. Dandaroy, D. Hartley, R. Hund: *Interior noise prediction of Hawker Horizon aircraft using Statistical Energy Analysis*. NOISE-CON 2004 (2004)
- [15] V. Jayachandran, M.W. Bonilha: *A hybrid SEA/modal technique for modeling structural-acoustic interior noise in rotorcraft*. J. Acoust. Soc. Am. No.113(3) (2003)

- [16] M. P. Norton: *Fundamentals of noise, vibration analysis for engineers*. Cambridge University Press (1989)
- [17] F. Fahy: *Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response*. Academic Press(1985)
- [18] W. Fasold, W. Kraak, W. Schirmer: *Taschenbuch Akustik*. VEB Verlag Technik Berlin (1984)
- [19] L. Cremer, M. Heckl: *Körperschall : Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen*. Springer-Verlag (1996)
- [20] E. Nilsson: *Some acoustic and dynamic properties of honeycomb panels*. AIAA-98-2344 (1998)
- [21] J.A. Moore, R.H. Lyon: *Sound transmission loss characteristics of sandwich panel constructions*. J. Acoust. Soc. Am. No.89(2) (1991)
- [22] C. L. Dym, M. A. Lang: *Transmission of sound through sandwich panels*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.56, No.5 (1974)
- [23] F. Fahy and editor: *Statistical Energy Analysis: A Guide for Potential Users*. <http://www.seanet.be>
- [24] R.H. Lyon, R.D. DeJong: *Theory and Application of Statistical Energy Analysis*. Butterworth-Heinemann (1995)
- [25] E. Sarradj: *Energy-based vibroacoustics: SEA and beyond*. Gesellschaft für Akustikforschung Dresden mbH
- [26] D.G. Crighton, A.P. Dowling, J.E. Ffowcs Williams, M. Heckl, F.G. Leppington: *Modern Methods in Analytical Acoustics*. Springer-Verlag (1994)
- [27] L.L. Beranek: *Noise and Vibration Control*. McGraw-Hill (1971)
- [28] C. H. Hodges, J. Woodhouse: *Theories of noise and vibration in complex structures*. Reports on Progress in Physics Vol.49 (1986)
- [29] E. Sarradj: *Die SEA-Hypothese - kritisch betrachtet*. Institut für Technische Akustik, TU Dresden
- [30] D.G. McMartin, M. W. Davis, C.A. Yoerkie, W.A. Welsh: *Helicopter gear-mesh ANC concept demonstration*. United Technologies Research Center, Sikorsky Aircraft Cooperation (1986)
- [31] J.P. Lin, S.R. Ahmed: *Aerodynamics and aeroacoustics of helicopter main-rotor/tail-rotor interaction*. AIAA A99-27883 (1999)
- [32] B. W.-C. Sim, F.H. Schmitz: *Blade-Vortex Interaction (BVI) Noise: Retreating side characteristics, sensitivity to chordwise loading and unsteady aerodynamics*. American Helicopter Society (AHS) Aeromechanics Specialists' Meeting (2000)
- [33] B. Edwards, C. Cox: *Revolutionary concepts for helicopter noise reduction - S.I.L.E.N.T. program*. NASA/CR-2002-211650 (2002)

-
- [34] H.H. Heller, W.R. Splettenstoesser, K.-J. Schultz: *A five year review on DFVLR helicopter/rotor acoustics research*. AIAA 87-0912 (1987)
- [35] C.L. Burley, T.F. Brooks: *Rotor broadband noise prediction with comparison to model data*. Journal of the American Helicopter Society (2004)
- [36] MIL-STD-810F - *Test method standard for environmental engineering considerations and laboratory tests*, 514.5A-9 (2000)
- [37] L.J. Gibson, M.F. Ashby: *Cellular solids: structure and properties*. Cambridge University Press (1997)
- [38] M. Grediac: *A finite element study of the transverse shear in honeycomb cores*. Int. J. Solids Structures. Vol.30, No.13 (1993)
- [39] S. Tewes, R. Maier, A. Peiffer: *Aktive Aufhängung der Innenverkleidung zur Lärmreduzierung in Flugzeugen*. Adaptronic Congress (2004)
- [40] R. Maier, S. Tewes: *Active Trim-panel Suspension for Interior Noise Control*. AIAA 2005-3036 (2005)
- [41] ESI Group: *AutoSEA2 Online-Hilfe*. AutoSEA2 2005 (2.6.0.4)
- [42] R.J.M Craik: *Sound transmission paths through Statistical Energy Analysis Models*. Applied Acoustics Vol.30 (1990)
- [43] E. O'Keefe, M. Berge: *Critical energy flow paths for SEA models*. AIAA 99-1904 (1999)
- [44] Vibro-Acoustic Sciences Inc.: *AutoSEA2 Application Note 25 - Calculating Transmission loss in AutoSEA2* (2001)
- [45] R.J.M Craik, R.S. Smith: *Sound transmission through double leaf lightweight partitions part I: airborne sound*. Applied Acoustics. Vol.61 (2000)
- [46] G. Porges: *Applied Acoustics*. Peninsula Publishing (1987)
- [47] M. Koyasu, H. Tachibana, H. Yano: *Measurement of equivalent absorption area of rooms using reference sound sources*. internoise 94 (1994)
- [48] Brüel & Kjaer: *Sound Intensity*. (1993)
- [49] W. Desmet, P. Sas: *Vibro-acoustic analysis procedures for the evaluation of the sound insulation characteristics of agricultural machinery cabins*. Department of Mechanical Engineering, K.U. Leuven
- [50] G. Geiss: *Einfluss von Tieftemperatur und Wasserstoff auf das Versagensverhalten von Glasfaser-Verbundwerkstoffen unter statischer und zyklischer Belastung*. Forschungszentrum Karlsruhe (2001)
- [51] *FVW-Skript*, Centre of Structure Technologies, ETH Zürich
- [52] A.T. Nettles: *Basic Mechanics of Laminated Composite Plates*. NASA paper 1351 (1994)