



LUND
UNIVERSITY



NUMERISK MODELLERING AV AKUSTISK PRESTANDA I NEDPENDLADE UNDERTAK

LOVE THOMAS EMANUEL FRÖGER

Engineering
Acoustics

Master's Dissertation

DEPARTMENT OF CONSTRUCTION SCIENCES
DIVISION OF ENGINEERING ACOUSTICS

ISRN LUTVDG/TVBA--26/5066--SE (1-64) | ISSN 0281-8477

MASTER'S DISSERTATION

NUMERISK MODELLERING AV AKUSTISK PRESTANDA I NEDPENDLADE UNDERTAK

LOVE THOMAS EMANUEL FRÖGER

Supervisors: Professor **KENT PERSSON**, Dept. of Construction Sciences, LTH, Lund,
together with **MARTIN TUNBJÖRK**, CI, Tyréns Sverige AB.
Assistant Supervisor: Dr **PER HISELIUS**, Ecophon, Saint Gobain.
Examiner: **PETER PERSSON**, Associate Professor Dept. of Construction Sciences, LTH, Lund.

Copyright © 2026 by Division of Engineering Acoustics,
Faculty of Engineering LTH, Lund University, Sweden.
Printed by V-husets tryckeri LTH, Lund, Sweden, June 2026 (PI).

For information, address:
Division of Engineering Acoustics,
Faculty of Engineering LTH, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden.
Homepage: www.akustik.lth.se

Abstract

This study investigates the acoustic performance of suspended ceilings at large installation depths (*Overall Depth of System*, ODS) through numerical modeling using the Finite Element Method (FEM). The background of the work is based on an identified knowledge gap regarding surface impedance and sound absorption for plenum depths exceeding 200 mm, where current standards and empirical measurement data often prove insufficient in describing the actual behavior of the system.

Through extensive simulations in both the 2D- and 3D environments, various modeling strategies have been evaluated, including the implementation of the Johnson-Champoux-Allard material model for porous media and the use of infinite elements. The results of the study indicate that while analytical cavity models show good reliability for shallower systems ($L \leq 0.5$ m), advanced 3D models are necessary at depths greater than 500 mm. This is due to the fact that the analytical one-dimensional model fails to capture the complex three-dimensional modal field that develops within deep plenum volumes. At the highest frequencies, this increased modal density results in modal overlap that flattens the surface impedance, a phenomenon that the 3D model reflects more realistically than the analytical model.

Furthermore, the study establishes that a methodology involving statistical averaging of multiple source positions is a critical step in minimizing the influence of individual room modes, and thus simulating a diffuse sound field in a virtual environment. The work results in a tabulated database of surface impedances for center frequencies between 125–1250 Hz and plenum depths ranging from 100–1000 mm, intended for use as boundary conditions in room acoustic design. This enables a more precise dimensioning of low-frequency sound absorption, which is of great importance for ensuring high-quality acoustic environments in modern building constructions with large installation spaces.

Keywords: Room acoustics, Suspended ceilings, Overall Depth of System (ODS), Finite Element Method (FEM), Surface impedance, Porous absorbers, Johnson-Champoux-Allard (JCA), Abaqus.

Sammanfattning

Denna studie undersöker den akustiska prestandan hos nedpendlade undertak vid stora installationsdjup (*Overall Depth of System*, ODS) genom numerisk modellering med finita elementmetoden (FEM). Bakgrunden till arbetet utgörs av en identifierad kunskapslucka gällande ytimpedans och absorptionsförmåga för plenumdjup överstigande 200 mm, där rådande standarder och empiriska mätdata ofta är otillräckliga för att beskriva systemets faktiska beteende.

Genom omfattande simuleringar i både 2D- och 3D-miljö har olika modelleringsstrategier utvärderats, däribland implementering av materialmodellen Johnson-Champoux-Allard för porösa medier samt användandet av infinita element. Studiens resultat visar att medan analytiska kavitetsmodeller uppvisar god tillförlitlighet för grundare system ($L \leq 0,5$ m), är avancerade 3D-modeller nödvändiga vid djup större än 500 mm. Detta beror på att den enkla analytiska endimensionella modellen inte kan fånga det komplexa tredimensionella modala fält som uppstår i djupa plenumvolymmer. Vid de högsta frekvenserna resulterar denna ökade modala täthet i ett modalt överlapp som planar ut ytimpedansen, vilket 3D-modellen lyckas återspegla mer realistiskt än den analytiska modellen.

Vidare fastställer studien att en metodik innefattande statistisk medelvärdesbildning av flera sändarpositioner är ett kritiskt steg för att minimera påverkan av enskilda rumsmoder och därmed efterlikna ett diffust ljudfält i en virtuell miljö. Arbetet resulterar i en tabellerad databas över ytimpedanser för centerfrekvenser mellan 125–1250 Hz och plenumdjup mellan 100–1000 mm, avsedd att användas som randvillkor i rumsakustisk projektering. Detta möjliggör en mer preciserad dimensionering av lågfrekvent ljudabsorption, vilket är av stor vikt för att säkerställa god ljudmiljö i moderna byggnadskonstruktioner med stora installationsutrymmen.

Nyckelord: Rumsakustik, Nedpendlade undertak, Installationsdjup (ODS), Finita elementmetoden (FEM), Ytimpedans, Porösa absorbenter, Johnson-Champoux-Allard (JCA), Abaqus.

Förord

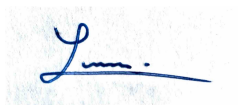
Detta examensarbete markerar slutet på mina 5-åriga studier på Lunds Tekniska Högskola och programmet för Civilingenjörer inom Väg- och Vattenbyggnad. Arbetet utfördes våren 2026 vid avdelningen för Teknisk akustik och i samarbete med Tyréns Sverige AB och Ecophon, Saint-Gobain.

Inledningsvis vill jag tacka, Professor Kent Persson, som har varit min handledare i detta arbete och bidragit med värdefull stöttning och kunskap genom arbetets gång. Jag vill även rikta ett tack till de assisterande handledarna civ.ing Martin Tunbjörk på Tyréns Sverige AB och Teknisk doktor Per Hiselius på Ecophon, Saint-Gobain, för vidare stöttning och yrkesmässig kompetens inom området.

Idén för arbetet har tagits fram genom influenser av flera parter. Dels från Tyréns Sverige AB, Lunds tekniska högskola, men även från Ecophon, Saint-Gobain, i samarbete med Professor Cheol-Ho Jeong på Danmarks tekniske universitet, DTU.

Avslutningsvis vill jag rikta ett tack till mina kollegor, vänner och familj som stöttat mig genom arbetet och genom åren. Min tid i Lund har varit oförglömlig, och jag tar med mig lärdomarna jag dragit till framtida äventyr.

Lund, juni 2026



Love Thomas Emanuel Fröger

Notation

Latinska bokstäver

A_T	Ekvivalent absorptionsarea
c_0	Ljudhastighet i luft
c_1, c_2	Effektiv ljudhastighet i poröst material
E	Elasticitetsmodul
f	Frekvens
f_c	Centerfrekvens
f_{n_x, n_y, n_z}	Eigenfrekvens
f_s	Schroeders frekvens
k	Komplext vågtal
k_0	Vågtal i luft
k'_0	Statisk termisk permeabilitet
K_0	Kompressionsmodul för luft
$\tilde{K}(\omega)$	Komplex bulkmodul
L_x, L_y, L_z	Rumsdimensioner
m_1, m_2	Effektiva massparametrar för undertakssystemet
n_x, n_y, n_z	Modordning
P	Ljudtryck
P_{real}	Realdel av ljudtryck
P_{imag}	Imaginärdel av ljudtryck
P_0	Atmosfärstryck
R	Flödesresistivitet
r	Reflektionskoefficient
r_{real}	Realdel av reflektionskoefficient
r_{imag}	Imaginärdel av reflektionskoefficient
S	Ytarea

T_1	Efterklangstid i tomt rum
T_2	Efterklangstid med absorbent
T_{60}	Efterklangstid för 60 dB avklingning
V	Rumsvolym
v_n	Partikelhastighet i normalriktning
v_{real}	Realdel av partikelhastighet
v_{imag}	Imaginärdel av partikelhastighet
Z	Komplex akustisk impedans
Z_0	Karakteristisk akustisk impedans i luft
Z_s	Karakteristisk akustisk ytimpedans
Z_{cav}	Kavitetsimpedans

Grekiska bokstäver

α	Absorptionskoefficient
α_s	Absorptionskoefficient
α_∞	Hörfrekvent tortuositetsfaktor
β	Frekvensberoende modellparameter
γ	Värmekapacitetsknot
κ_{n_x, n_y, n_z}	Vågtal/egenvärde
Λ	Viskös karakteristisk längd
Λ'	Termisk karakteristisk längd
λ	Våglängd
μ	Dynamisk viskositet för luft
η	Förlustfaktor
ω	Vinkelhastighet, $\omega = 2\pi f$
ϕ	Porositet
ν	Poissons tal
ρ	Densitet
ρ_0	Luftens densitet
$\tilde{\rho}(\omega)$	Komplex densitet

Konstanter och operatorer

i Imaginär enhet, $i^2 = -1$

j Imaginär enhet, $j^2 = -1$

Innehåll

Abstract	I
Sammanfattning	III
Förord	V
Notation	VII
Innehåll	XII
1 Introduktion	1
1.1 Bakgrund	1
1.2 Syfte och mål	1
1.3 Metoder	2
1.4 Användning av GAI-verktyg	2
1.5 Rapportens disposition	3
2 Teoretisk bakgrund	5
2.1 Grundläggande akustik	5
2.1.1 Rumsmoder och egenfrekvenser	6
2.1.2 1/3-oktav- och oktavband	7
2.2 Ljudabsorption i akustikpaneler	8
2.3 Praktisk mätning av ljudabsorption i efterklangsrum	9
2.4 Porösa materialmodeller	10
2.4.1 Delany-Bazley	10
2.4.2 Miki	10
2.4.3 Biot	11
2.4.4 Ekvivalent poröst medium	11
2.5 Schroeders frekvens	12
2.6 Diffusa ljudfält och diffusorer	12
2.7 Specifik ytimpedans och teoretisk kavitetsmodell	13
2.7.1 Specifik ytimpedans	13
2.7.2 Teoretisk kavitetsmodell	14
3 2D-akustisk FE-modell	15
3.1 Diffusiva modeller	15
3.1.1 Geometri och material	15
3.1.2 Elementnät och elementstorlek	17
3.1.3 Randvillkor, sändarpositioner och mottagarpositioner	18

3.1.4	Diffusivitet	20
3.2	Resultat	20
3.3	Diskussion	21
3.3.1	Diffusivitet	21
3.3.2	Materialmodeller	22
3.3.3	Grunddämpning	22
3.3.4	Metodval för implementering i en 3D-akustisk FE-modell	23
4	3D-akustisk FE-modell	25
4.1	Metod	25
4.1.1	Geometri och material	25
4.1.2	Elementnät och elementstorlek	27
4.1.3	Randvillkor, sändarpositioner och mottagarpositioner	28
4.2	Resultat	29
4.3	Diskussion	32
4.3.1	Jämförelse mellan numeriska och analytiska resultat	32
4.3.2	Utmaningar med ett diffust ljudfält	32
5	Parameterstudie och känslighetsanalys	35
5.1	Parameterstudie av variabel ODS i nedpendlade undertak	35
5.2	Känslighetsanalys av modellparametrar	38
5.2.1	Känslighetsanalys för 2D-modellen	38
5.2.1.1	Finare mesh	38
5.2.1.2	Sändarkällans referenspunkt	39
5.2.1.3	Infinita element	41
5.2.1.4	Slutsatser för 2D	42
5.2.2	Känslighetsanalys för 3D-modellen	42
5.2.2.1	Ytimpedans	43
5.2.2.2	Diffust ljudfält	45
6	Diskussion och slutsats	49
6.1	Slutsatser	49
6.1.1	Koppling till arbetets syfte och mål	49
6.1.2	Begränsande faktorer med 3D-akustisk FE-modellering	50
6.1.3	Metodikens tillförlitlighet	51
6.1.4	Slutliga modelleringsval	51
6.1.5	Praktiska tillämpningar	51
6.2	Framtida studier	52
	Litteratur	53
A	Beräkning av komplex densitet- och bulkmodul	55
B	Tabellerade ytimpedanser för variabel ODS	57

1 Introduktion

I detta kapitel presenteras ämnet i form av bakgrund till arbetet, syften och mål, metoder som nyttjats, användning av generativ AI (GAI) samt rapportens disposition.

1.1 Bakgrund

I många kontors-sjukhus- och skollokaler används nedpendlade undertak för att dölja installationer som ventilation och eldragningar. Denna konstruktion kan även vara effektiv för rumsakustisk reglering vid små installationsdjup, eller ODS (Overall Depth of System), mellan undertaket och det ovanliggande betongbjälklaget, eftersom man erhåller en effektiv ljudabsorption från akustikpaneler som monteras i undertaket. Vid stora avstånd kan dock den positiva effekten delvis avta. Istället kan det uppstå luftresonanser i utrymmet mellan undertak och bjälklag, vilket försämrar den rumsakustiska prestandan.

Projektering i dagsläget nyttjar mätningar av absorptionen vid ett fåtal specifika ODS och använder den mätdata som bäst överensstämmer med gällande byggnadssystem för att approximera systemets absorption. Om det exempelvis finns mätdata för ODS på 200 mm och 500 mm, och den aktuella konstruktionen har ett djup på 400 mm, interpoleras ett värde fram för att få en god approximation. Laboratiemätningar utförs emellertid bara vid enstaka avstånd, och branschpraxis är att sällan mäta på ODS större än 200 mm. I verkliga byggnadskonstruktioner är utrymmet ofta betydligt större än så, inte sällan uppemot 800–1000 mm, vilket gör rumsakustiska förutsägelser betydligt mer komplicerade. Den fysikaliska kunskapen om hur ett stort, i övrigt odämpat installationsutrymme påverkar rumsakustiken är i dagsläget bristfällig, vilket utgör grunden för detta examensarbete.

Vidare vore det av intresse att med studien kunna etablera ett randvillkor för dessa absorbenter med varierande ODS som ett sätt att hjälpa framtida rumsakustiska projekteringar.

Benämningar som installationsdjup, plenum, ODS, luftkavitet syftar till avståndet från absorbenten på det nedpendlade undertaket till bjälklagets nedre kant. Dessa termer återkommer och används genomgående i rapporten.

1.2 Syfte och mål

Syftet med arbetet var att utveckla en metodik som bättre approximerar det akustiska systemet som bildas i luftkaviteten av plenumdjupet. Metodiken ska agera som ett verktyg för att bättre fånga det karakteristiska beteendet av dess luftkaviteter än vad gällande branschstandarder gör och hjälpa framtida rumsakustiska projekteringar.

De övergripande målen för arbetet var att beskriva och förklara hur rumsakustik påverkas av nedpendlade undertak samt att beskriva en metodik för hur det kan hanteras vid rumsakustiska beräkningar. Projektet kommer att bestå av följande delmål:

- Beskriva kunskapsläget genom litteraturstudier.
- Genomföra initiala studier av akustiska fenomen som uppstår i nedpendlade undertak genom analytiska studier och enkla modeller med FE-metoden.
- Att beskriva en metodik för att kunna utföra mer avancerade studier med FE-metoden.
- Genom parameterstudier kunna beskriva akustiska fenomen som kan identifieras i akustiska luftkaviteter.
- Att beskriva hur ett undertak med variabel ODS ska modelleras som ett randvillkor i en rumsakustisk simulering.

1.3 Metoder

Analysen med modeller i både 2D och 3D utfördes i Abaqus som är ett kommersiellt finita elementprogram (FEA-program) som passar för avancerade ingenjörberäkningar i en rad olika fält, däribland akustik. Modellerna gjordes för att fånga beteendet av akustiska luftkaviteter, såsom ett plenum, och därefter undersöka hur olika akustiska fenomen- och storheter agerar inuti dessa plenum. 3D-modellerna beräknades med Lunds universitets superdator, LUNARC, för att hantera de stora minnes- och cpu-kraven som krävdes för datorberäkningarna. Utöver modellering genomfördes optimering för att förbättra och stabilisera modellen. Slutligen presenteras en parameterstudie i rapporten för att undersöka hur olika ODS påverkar akustiska storheter och beteenden.

1.4 Användning av GAI-verktyg

GAI-verktyg såsom ChatGPT och Gemini har använts för att diskutera idéer och rådgivning när arbetet har stött på hinder och utmaningar. Det har även förekommit ett fall av en GAI-genererad bild. Författaren har skrivit all text men har utnyttjat förbättringar som GAI-verktyg har föreslagit.

Exempel på användning och prompt skickade till GAI-verktyg:

Min simulation i Abaqus 2023 har avbrutits och jag får detta felmeddelande `ERROR_CODE_123`. Vad innebär det?

Jag har skrivit detta teoristycke om grundläggande akustik men jag oroar mig för att språket är för informellt. Vad anser du?

Hur skriver jag snygga ekvationer och tabeller i LaTeX?

1.5 Rapportens disposition

Rapporten är uppdelad i sex huvudkapitel som leder läsaren från teoretisk bakgrund till numerisk analys och slutsatser:

- **Kapitel 1: Introduktion** – Inleder arbetet genom att beskriva problembakgrunden, syftet och de frågeställningar som studien ämnar att besvara.
- **Kapitel 2: Teoretisk bakgrund** – Behandlar de grundläggande akustiska principer som krävs för att förstå studien. Detta inkluderar teorier om ljudutbredning, ytimpedans, porösa absorberer samt de analytiska modeller som ligger till grund för jämförelserna.
- **Kapitel 3: 2D-modell** – Beskriver de finita element-modeller som skapats i programvaran Abaqus. Här förklaras hur 2D-modellen är uppbyggd, val av materialmodeller samt hur de numeriska beräkningarna har genomförts. Samt vilka metoder som vidare implementeras i nästkommande 3D-kapitel för vidare studier.
- **Kapitel 4: 3D-modell** – Beskriver de finita element-modeller som skapats i programvaran Abaqus. Här förklaras hur 3D-modellen är uppbyggd, val av materialmodeller, excitationsskällor samt hur de numeriska beräkningarna har genomförts tillsammans med resultatbildning.
- **Kapitel 5: Parameterstudie och känslighetsanalys** – Utgör arbetets huvudresultat. Här presenteras hur ytimpedansen påverkas av ett variabelt installationsdjup (ODS) mellan 100–1000 mm. Vidare genomförs en känslighetsanalys för att utvärdera modellens stabilitet vid olika mesh-storlekar, randvillkor och excitationspositioner.
- **Kapitel 6: Slutsats** – Sammanfattar studiens resultat i förhållande till de inledande målen. Kapitlet innehåller även en diskussion kring metodens praktiska tillämpbarhet samt förslag på vidare forskning inom området.

2 Teoretisk bakgrund

I detta kapitel introduceras relevant teori för att ge läsaren nödvändig bakgrund till ämnet, samt att behandla delmål 1 av rapporten att beskriva kunskapsläget kring numeriska analyser i rumsakustik. Först nämns grundläggande akustik och sedan mer specifik teori kopplat till arbetet.

2.1 Grundläggande akustik

För att ljud ska uppstå krävs att några enkla fysiska fenomen förekommer, nämligen att en ljudkälla oscillerar den omgivande luften så att den sätts i rörelse. Denna luft som nu är i rörelse färdas till våra öron som gör att trumhinnan vibrerar och skapar en signal till hjärnan som tolkar ljudet. Dessa små variationer i lufttryck i förhållande till atmosfärstrycket p_0 är vad som ger upphov till det som vi tolkar som ljud. Ljudtryck är därför den viktigaste fysikaliska storheten när det kommer till att beskriva ljudfält, och den är alltid rums- och tidsberoende. Den logaritmiska enheten decibel, dB, introduceras för att lättare förklara ökningar av ljudnivå. Se Tab.(2.1) för en referens av ljudtryck och ljudnivå i alldagliga situationer samt ekv.(2.1) för beräkning av ljudtrycksnivå, där p_0 motsvarar hörseltröskeln för människor på $20 \cdot 10^{-6} \text{ N/m}^2$. [1, s. 1, 5, 6]

$$L = 20 \lg\left(\frac{p}{p_0}\right) = 10 \lg\left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \quad (2.1)$$

Tabell 2.1: Sammanband mellan ljudtryck och ljudtrycksnivå.

Ljudtryck p (Pa, rms)	Ljudtrycksnivå L (dB)	Situation/Beskrivning
$2 \cdot 10^{-5}$	0	Hörseltröskel
$2 \cdot 10^{-4}$	20	Skog, svag vind
$2 \cdot 10^{-3}$	40	Bibliotek
$2 \cdot 10^{-2}$	60	Kontor
$2 \cdot 10^{-1}$	80	Trafikerad gata
$2 \cdot 10^0$	100	Tryckluftsborr, siren
$2 \cdot 10^1$	120	Jetplan vid start
$2 \cdot 10^2$	140	Smärtgräns, hörselskada

Våglängden λ är ett centralt begrepp i akustik och kommer återkomma flera gånger under arbetet. Hos en ljudvåg ges våglängden av sambandet där c är ljudhastigheten i m/s och f är frekvensen i $1/\text{s}$ (tillika Hz). Ett annat centralt begrepp inom akustik är vågekvationen som är en differentialekvation som behandlar fortplantningen av ljudvågor i ett förlustlöst medium. Våglängden är framställd i ekv.(2.2) och vågekvationen i ekv.(2.3). [1, s. 33, 39]

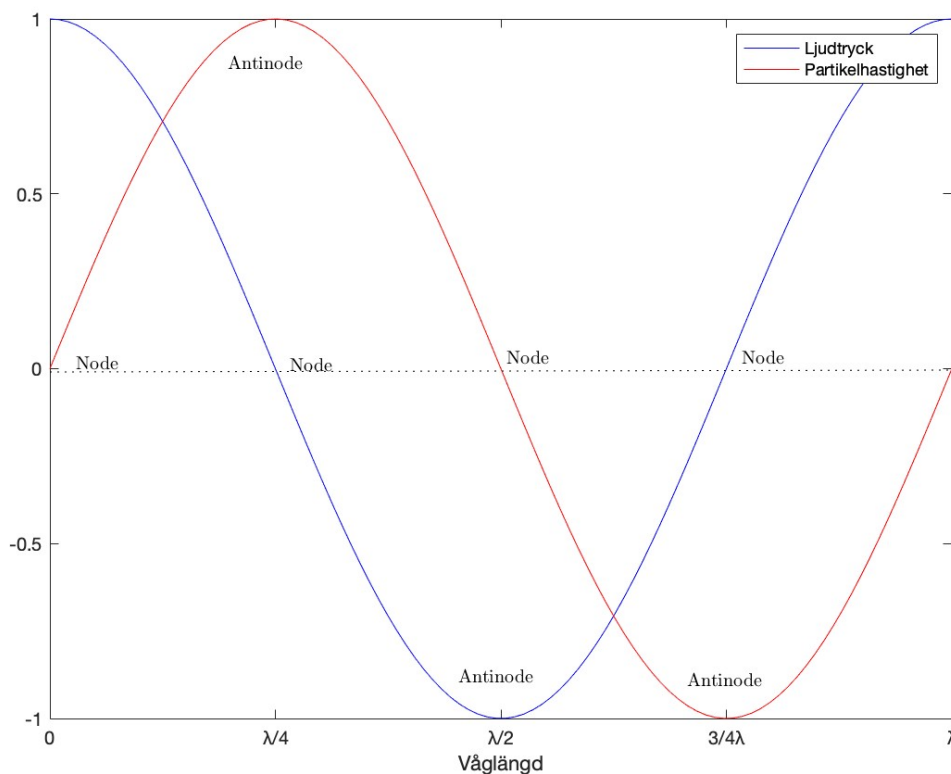
$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (2.2)$$

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3)$$

2.1.1 Rumsmoder och egenfrekvenser

När ljudvågor fortplantas i ett slutet rum reflekteras de kontinuerligt mot rummets väggar, vilket generellt ger upphov till stående vågor i direkt anslutning till de reflekterande ytorna. Vid vissa specifika frekvenser, så kallade egenfrekvenser, sammanfaller dessa våglängder med rummets dimensioner vilket försätter det akustiska fältet i resonans. Dessa resonansmönster i rumsvolymen kallas för rumsmoder eller egenmoder och representerar de naturliga svängningsformerna hos det akustiska systemet.

Varje rumsmod är kopplad till en specifik egenfrekvens där denna resonans kan uppstå. Vid dessa frekvenser bildas ett stationärt vågmönster i rummet där vissa positioner uppvisar maximal tryckamplitud, benämnda antinoder. De positioner där tryckamplituden är noll kallas i sin tur för noder. Detsamma gäller för partikelhastigheten, men med en rumslig förskjutning på $\lambda/4$ i förhållande till ljudtrycket. Detta innebär att partikelhastigheten uppvisar en nod där ljudtrycket har en antinod, och vice versa, vilket är karakteristiskt för en stående våg, se fig.(2.1). Fördelningen av dessa noder och antinoder beror helt på rummets geometri och dess randvillkor.



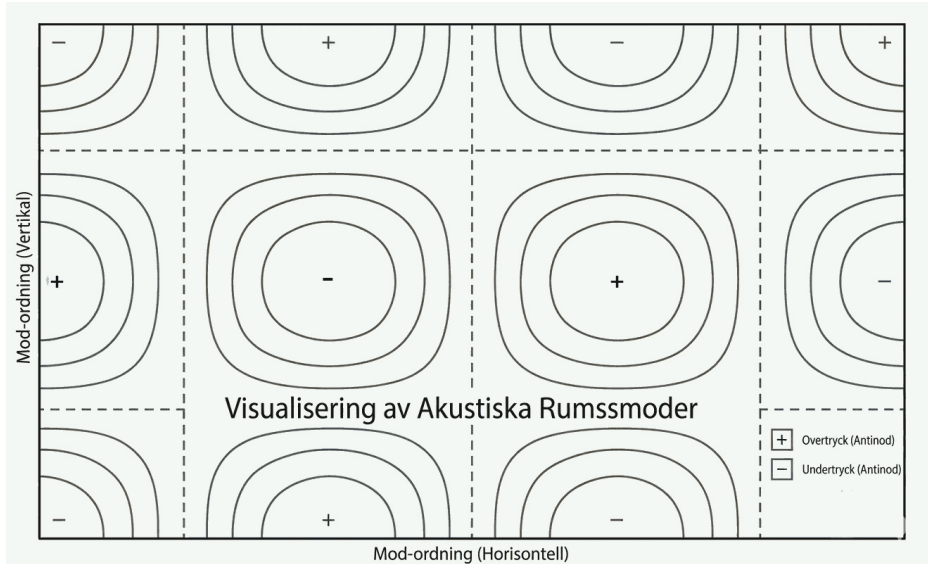
Figur 2.1: Konceptuell figur över ljudtryck och partikelhastighet för en stående sinusoidal ljudvåg.

Egenfrekvenserna för ett akustiskt system kan beskrivas genom lösningen av vågekvationen, vilket leder till ett egenvärdesproblem där rummets modformer motsvarar egenvektorer och deras respektive frekvenser motsvarar egenvärden. Dessa egenfrekvenser bestämmer vilka frekvenser som lättast exciteras i rummet. Se ekv.(2.4 & 2.5) där $n_x, n_y, n_z \in \mathbb{N}$ anger modordningen i respektive rumsriktning, L_x, L_y, L_z är rummets dimensioner, κ är vågtalet (egenvärdet) och f är den tillhörande egenfrekvensen. En

visuell presentation av en egenmod erhålls i fig. (2.2). [2, s. 61]

$$\kappa_{n_x, n_y, n_z} = \pi \sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z}\right)^2} \quad (2.4)$$

$$f_{n_x, n_y, n_z} = \frac{c}{2\pi} \kappa_{n_x, n_y, n_z} \quad (2.5)$$



Figur 2.2: Visuell representation av egenmod och ljudtrycksfördelning i xy-planet för $n_{x,y,z} = (3, 2, 0)$, ($z=0$). Genererad med Google Gemini, 2026-05-12.

I små eller starkt begränsade rum kan ljudfältet i stor utsträckning domineras av ett fåtal rumssmoder, vilket leder till kraftiga variationer i ljudtryck mellan olika positioner. Detta fenomen kallas ett modalt ljudfält och innebär att ljudtrycket kan vara mycket känsligt för både källposition och mottagarposition.

När frekvensen ökar blir antalet möjliga rumssmoder tätare fördelade i frekvensdomänen. Vid tillräckligt höga frekvenser börjar moderna att överlappa varandra i hög grad. Detta modala överlapp utgör ett nödvändigt villkor för att ett diffust ljudfält ska kunna etableras, då det eliminerar dominansen av enskilda, isolerade resonanser. För att fältet ska kunna betraktas som genuint statistiskt diffust krävs dock även att ljudenergin är jämnt fördelad och utbreder sig oberoende av riktning i rumsvolymen. Övergången till detta högfrekventa, statistiska beteende beskrivs ofta med hjälp av Schroeders frekvens, vilken introduceras senare i detta kapitel.

2.1.2 1/3-oktav- och oktavband

För att förenkla presentation av resultat i samband med akustiska beräkningar används ofta 1/3-oktaver samt oktavband för att skapa medelvärden kring så kallade centerfrekvenser, f_c . Exempelvis samlas mätvärden från 1410-1780 Hz för att skapa ett bandat medel för centerfrekvensen 1600 Hz, för att se bandade medel kring en centerfrekvens istället för att presentera mätvärden för varje enskild frekvens i stora intervall, se Tab.(2.2). [3, s. 67]

Band nr.	Centerfrekvens f_c [Hz]	1/3-oktavband f_l-f_u [Hz]	Oktavband f_l-f_u [Hz]
21	125	112 – 141	89.1 – 178
22	160	141 – 178	89.1 – 178
23	200	178 – 224	178 – 355
24	250	224 – 282	178 – 355
25	315	282 – 355	178 – 355
26	400	355 – 447	355 – 708
27	500	447 – 562	355 – 708
28	630	562 – 708	355 – 708
29	800	708 – 891	708 – 1410
30	1000	891 – 1120	708 – 1410
31	1250	1120 – 1410	708 – 1410
32	1600	1410 – 1780	1410 – 2820
33	2000	1780 – 2240	1410 – 2820
34	2500	2240 – 2820	1410 – 2820
35	3150	2820 – 3550	2820 – 5620
36	4000	3550 – 4470	2820 – 5620

Tabell 2.2: Standardiserade centerfrekvenser samt övre och undre gränsfrekvenser för 1/3-oktav- och oktavband (125–4000 Hz).

2.2 Ljudabsorption i akustikpaneler

Absorption i undertak sker huvudsakligen genom viskösa och termiska förluster i porösa material (såsom mineralull och glasull), där ljudenergi övergår till värme när luftpartiklar rör sig genom materialets porstruktur. För porösa absorbenter ökar absorptionen generellt med ökande tjocklek och med ett bakomliggande luftutrymme. Effekten på den lågfrekventa absorptionen ökar till följd av luftutrymmet jämfört med om det porösa materialet skulle placeras dikt an mot ett bjälklag, eftersom luftutrymmet förskjuter absorbenten till ett område med högre partikelhastighet i ljudfältet. I zoner med hög partikelhastighet har det porösa materialet möjlighet att verka då rörelseenergin från luftpartiklarna omvandlas till värmeenergi genom viskös friktion. Enligt den sinusoidala ljudvågen som illustreras fig.(2.1) bör alltså absorbenten placeras med ett avstånd från väggen motsvarande $d = \lambda/4$ eller $d = (3/4)\lambda$ för att få maximal absorption. Undertaket fungerar därmed som ett akustiskt randvillkor mellan rummet och luftvolymen ovanför. [2, s. 145–146]

Som nämnt bidrar luftutrymmet till att förbättra absorptionen vid låga frekvenser. Vid stora avstånd mellan undertak och bjälklag kan dock luftutrymmet ovan undertaket betraktas som en akustisk kavitet med egna resonansmoder. Dessa moder kan exciteras via kopplingen genom undertaket och ge upphov till en frekvensberoende interaktion mellan rummet och plenumutrymmet. Resultatet kan bli reducerad effektiv absorption samt uppkomst av resonansfenomen som påverkar rumsakustisk prestanda, särskilt i lågfrekvensområdet. [2, s. 151–152]

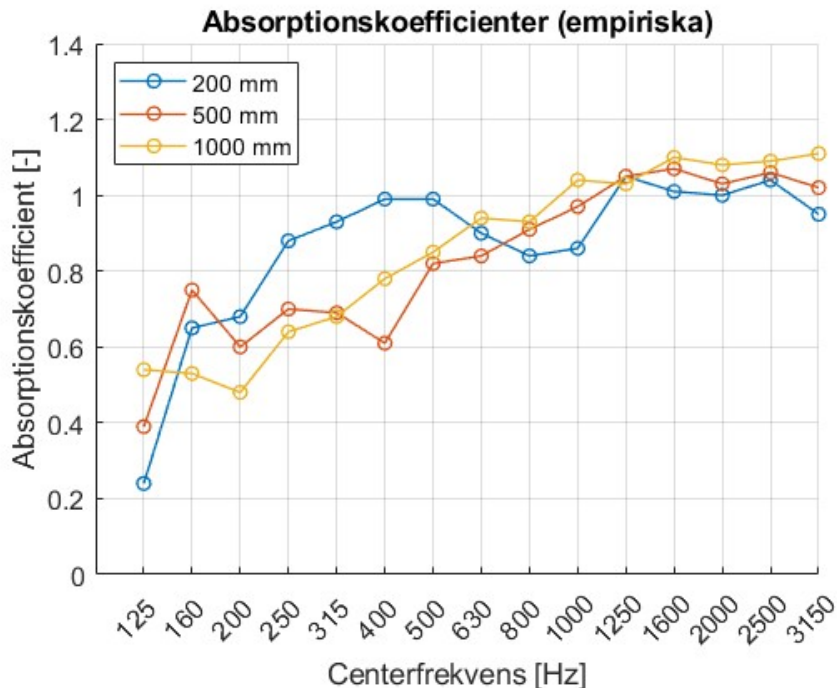
2.3 Praktisk mätning av ljudabsorption i efterklangsrum

I en rapport skriven av WSP [4] utfördes en mätning där Ecophonskivor Focus A och Gedina A testades i ett efterklangsrum med varierande ODS (overall depth of system). Mätningarna utfördes i enlighet med SS-EN ISO 354:2003 som behandlar mätning av ljudabsorption i efterklangsrum och absorbenterna testades på tre olika ODS, 200 mm, 500 mm och 1000 mm. Samtliga mätningar jämfördes med Ecophons katalogdata på 200 mm ODS och erhöill god överensstämmelse. Mätningarna går ut på att jämföra efterklangstider i rummet innan och efter absorbent introduceras. Därefter kan absorptionskoefficienten α_s beräknas med hjälp av ekv.(2.6 & 2.7). Där A_T är den ekvivalenta absorptionsarean av absorbenten, T_1 och T_2 är efterklangstiden före och efter introduktionen av absorbenten, V är rumsvolymen, c_1 och c_2 är ljudhastigheten i meter per sekund, m_1 och m_2 är en dämpning beroende av rumsklimatet och S är ytarean av absorbenten.

$$A_T = 55,3V(1/c_2T_2 - 1/c_1T_1) - 4V(m_2 - m_1) \quad (2.6)$$

$$\alpha_s = A_T/S \quad (2.7)$$

I projektering är dessa absorptionskoefficienter det som utgör grunden för val av absorbenter, trots att förutsättningarna som mätningarna utfördes i skiljer sig avsevärt från den befintliga rumsmiljön som absorbenterna ska implementeras i. Ovanstående mätning gjordes för 200 mm, 500 mm och 1000 mm ODS men ett projekterat bjälklag kan ha 750 mm plenumutrymme och då antas ett mittenvärde mellan 500- och 1000 mm mätningen som praxis. Det finns idag ingen metod för att beräkna absorptionskoefficienten utan att göra fysiska mätningar vilket är huvudsyftet med detta arbete, att skapa en FEA-modell som pricksäkert fångar verkligheten och producerar tillförlitliga resultat. De uppmätta absorptionskoefficienterna från WSP redovisas i fig.(2.3).



Figur 2.3: De empiriska absorptionskoefficienterna från WSPs mätning.

2.4 Porösa materialmodeller

För att modellera porösa byggnadsdelar, såsom akustikpaneler, föreslås olika tillvägagångssätt enligt litteraturen baserade på empiriska studier. Några termer behöver introduceras för att beskriva ett akustiskt medium, ljudhastigheten c_o och den statiska densiteten ρ_0 . Detta görs genom bulkmodulen K_0 som beskrivs med hjälp av ljudhastigheten och den statiska densiteten enligt ekv.(2.8).

$$K_0 = \rho_0 c_o^2 \quad (2.8)$$

Utöver kompressionsmodulen används ytterligare materialparametrar för att beskriva akustiska medium, nämligen karakteristisk impedans Z_o och vågtal k_0 . Dessa är sammanlänkade med bulkmodulen genom sambandet i ekv.(2.9 & 2.10) där ω är vinkelfrekvensen. [5]

$$Z_o = \sqrt{\rho_0 K_0} \quad (2.9)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\rho_0 / K_0} \quad (2.10)$$

2.4.1 Delany-Bazley

Delany-Bazley är en empirisk modell som beskriver både den reella och imaginära delen av komplexa karakteristiska impedansen Z och det komplexa vågtalet k till kvoten (f/R) , där f är frekvensen och R är flödesresistiviteten. Mätdata av karakteristisk impedans, vågtal och flödesresistivitet erhöles för flertalet mineralull och följande samband kunde härledas tillsammans med passande koefficienter. Observera ekv.(2.11 & 2.12) tillsammans med Tab.(2.3) nedan. [5]

$$Z = Z_o(1 + \alpha_1(f/R)^{-\beta_1} - i\alpha_2(f/R)^{\beta_2}) \quad (2.11)$$

$$k = k_0(1 + \alpha_3(f/R)^{-\beta_3} - i\alpha_4(f/R)^{-\beta_4}) \quad (2.12)$$

Tabell 2.3: Koefficienter för Delany-Bazley-modellen.

α_1	α_2	α_3	α_4	β_1	β_2	β_3	β_4
0.0511	0.0768	0.858	0.175	0.750	0.730	0.700	0.590

2.4.2 Miki

Den reella delen av ytimpedansen kan i det lågfrekventa området bli negativ när Delany-Bazley nyttjas, vilket orsakar ett icke-fysikaliskt scenario. För att undvika detta vidarearbetades modellen med nya koefficienter enligt Mikis modell som presenteras i Tab. (2.4). Icke-fysikaliska fenomen kan även uppstå i Mikis modell och bör därför inte användas utanför gränserna av $0.01 \leq f/R \leq 1.0(N^{-1}m^4s^{-2})$. [5]

Tabell 2.4: Koefficienter för Delany-Bazley-Miki-modellen.

α_1	α_2	α_3	α_4	β_1	β_2	β_3	β_4
0.0699	0.107	0.109	0.160	0.632	0.632	0.618	0.618

2.4.3 Biot

Biots teorier beskriver hur ljud och vibrationer fortplantas i porösa material genom att modellera materialet som ett system bestående av två ingående delar, ett elastiskt skelett och en porvätska (exempelvis luft). Teorin tar hänsyn till kopplingen mellan dessa två delar och hur deras egna relativa rörelse påverkar vågutbredning. När en akustisk våg träffar ett poröst material deformeras den fasta strukturen samtidigt som luften i porerna sätts i rörelse. Denna interaktion leder till viskösa energiförluster som har beskrivits tidigare i detta teorikapitel. Biot visade att tre vågtyper kan uppstå i ett poroelastiskt medium, två kompressionsvågor där interaktioner mellan luft och skelett sker och en skjuvvåg i den fasta strukturen. I praktiska akustiska modeller (som i numeriska simuleringar) används vidareutvecklade teorier baserade på Biot, exempelvis Johnson-Champoux-Allard (JCA), där frekvensberoende viskösa och termiska effekter beskrivs mer exakt. [6, s. 329–331]

2.4.4 Ekvivalent poröst medium

Ett poröst material kan modelleras som ett ekvivalent poröst medium som nyttjar en frekvensberoende komplex densitet- och bulkmodul enligt JCA som nämndes i föregående avsnitt. Det bygger på flertalet material- och fluidparametrar för att fånga materialets porösa egenskaper. Dessa parametrar redovisas i Tabell 2.5 och används för att kalkylera den komplexa densiteten och komplexa bulkmodulen enligt ekv.(2.13 & 2.14). [7]

Tabell 2.5: Material- och fluidparametrar som används i JCA-modell.

Symbol	Parameter	Värde
ρ_0	Luftdensitet	kg m^{-3}
ϕ	Porositet	–
α_∞	Tortuosity/krokighet	–
R	Flödesresistivitet	Pa s m^{-2}
μ	Dynamisk viskositet i luft	Pa s
Λ	Viskösa karakteristisk längd	m
k'_0	Statisk termisk permeabilitet	m^2
Λ'	Termisk karakteristisk längd	m
P_0	Atmosfärstryck	Pa
γ	Värmekapacitetskvot	–
f	Frekvens	Hz
ω	Vinkelfrekvens ($\omega = 2\pi f$)	rad s^{-1}
j	Imaginärtal ($j^2 = -1$)	–

$$\tilde{\rho}(\omega) = \rho_0 \frac{\alpha_\infty}{\phi} \left[1 + \frac{R \phi}{j \omega \rho_0 \alpha_\infty} \sqrt{1 + j \frac{4 \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{R^2 \phi^2 \Lambda^2}} \right] \quad (2.13)$$

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{\phi \kappa}{k'_0 C_p \rho_0 \omega} \sqrt{1 + j \frac{4 k'^2_0 C_p \rho_0 \omega}{\kappa \Lambda'^2 \phi^2}} \right]^{-1}} \quad (2.14)$$

2.5 Schroeders frekvens

Introduktionen av datorbaserade beräkningsmetoder inom rumsakustiken inleddes i början av 1960-talet genom arbeten av Manfred R. Schroeder och hans kollegor. Sedan dess har datorsimuleringar utgjort en central del i analys och beräkning av ljudpropagering i rum. [2, s. 272]

Rumsakustik är starkt förankrat i psykoakustik och människans upplevelse av ljud, vilket innebär att området omfattar ett mycket brett frekvensintervall, från cirka 20 till 20 000 Hz. Vid användning av vågbaserade numeriska metoder, såsom finita elementmetoden (FEM), blir modellerna snabbt beräkningstunga i takt med att elementstorleken minskar, särskilt vid simulering över stora frekvensområden. Detta medför ett behov av att fastställa en övre frekvensgräns som möjliggör rimliga beräkningstider utan att resultaten förlorar i relevans. [2, s. 272]

En sådan frekvensgräns kan bestämmas genom olika tillvägagångssätt. Ett alternativ är ett empiriskt angreppssätt där simulerad noggrannhet vägs mot beräkningstid för att identifiera en praktiskt tillräcklig frekvens. Ett annat, mer teoretiskt förankrat tillvägagångssätt är att använda Schroeders frekvens, vilken beskriver övergången mellan den modala och den stokastiska zonen, det vill säga gränsen mellan vågbaserade modeller och energibaserade modeller. Schroeders frekvens är därför ett användbart mått för att uppskatta vid vilka frekvenser ett rum domineras av enskilda rumsmoder respektive när ljudfältet kan betraktas som mer statistiskt diffust. [2, s. 279]

Schroeders frekvens f_s ges av ekv. (2.15) och kan beräknas utifrån efterklangstiden T_{60} och rumsvolymen V . Vidare bör det noteras att vågbaserade modeller, såsom FEM, är starkt beroende av den valda övre frekvensgränsen vid diskretisering av modellen. Denna frekvensgräns är nära kopplad till begreppet *spatial resolution*, som anger vilken detaljnivå simuleringen kan återge. För vågbaserade modeller uppnås tillräcklig upplösning vanligtvis genom att elementstorleken väljs till en sjättedel av våglängden motsvarande den övre frekvensgränsen. I mån av beräkningstid och beräkningskapacitet kan även en finare elementstorlek väljas. [2, s. 279]

$$f_s = 2000 \sqrt{\frac{T_{60}}{V}} \quad (2.15)$$

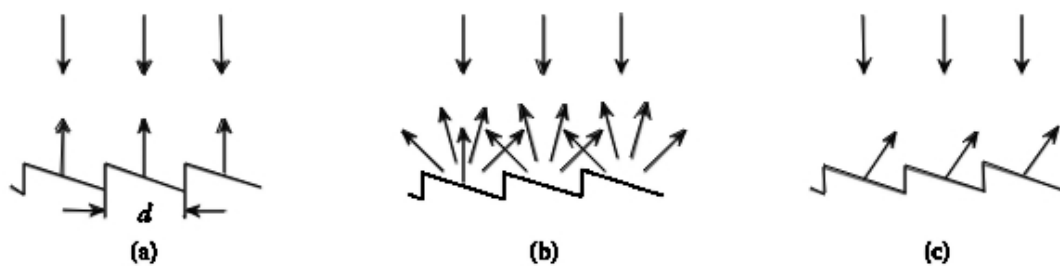
2.6 Diffusa ljudfält och diffusorer

Ett diffust ljudfält innebär att den akustiska energin i rummet är statistiskt jämnt fördelad och att ljudvågorna anländer från många olika riktningar med samma sannolikhet. Detta är en viktig förutsättning i efterklangsrumsräkningar eftersom materialets absorberande egenskaper då kan betraktas som oberoende av infallsvinkel och position i rummet. I praktiska efterklangsrumsräkningar uppnås detta genom stora rumsvolymer, diffuserande geometrier och flera käll- och mottagarpositioner.

I numeriska modeller är det däremot svårare att uppnå ett diffust ljudfält eftersom modellen ofta innehåller idealiserade randvillkor och ett begränsat antal excitationsskällor. Om ljudfältet domineras av ett fåtal rumsmode kan resultaten bli starkt beroende av käll- och mottagarpositioner. Detta kan leda till att trycknivåer varierar kraftigt mellan olika punkter i rummet, vilket i sin tur gör det svårt att erhålla ett representativt mått på materialets absorberande egenskaper.

Ett sätt att approximera ett diffust ljudfält är att excitera rummet med stokastiska incidentvågor. Istället för att förlita sig på geometriska ojämnheter genereras då flera vågor med varierande riktningar och faser som tillsammans skapar en mer statistiskt representativ excitation. Genom att använda flera stokastiska realisationer och medelvärdesbilda resultaten kan ett ljudfält som bättre efterliknar ett diffust rum approximeras även i en idealiserad numerisk modell.

Ett alternativt sätt att modellera ett diffust ljudfält är genom geometriska ojämnheter. Rumsytor såsom väggar, golv och tak är i praktiken aldrig helt släta utan innehåller ojämnheter i form av buktningar, hål eller andra typer av oregelbundenheter. Även möblemang och annan typ av inredning bidrar till att sprida ljudvågorna i rummet. Hur dessa hinder påverkar ljudet beror på deras storlek i förhållande till våglängden hos den inkommande vågen. Är hindret litet i förhållande till våglängden sker i princip ingen diffusion ($\lambda \gg d$), medan ett mycket stort hinder kan betraktas som en ny plan eller böjd väggyta ($\lambda \ll d$). Om våglängden är jämförbar med hindrets storlek uppstår en kraftig spridning av ljudvågorna ($\lambda \simeq d$), se fig.(2.4). Detta kan nyttjas i modellering för att skapa ett mer diffust ljudfält, men metoden har sina begränsningar. Om målet är att diffusera låga frekvenser krävs mycket stora hinder, vilket i praktiken kan vara svårt att genomföra. Som exempel krävs ett hinder med storlek $d = 3,43$ m för att effektivt sprida en ljudvåg med frekvensen 100 Hz vid en ljudhastighet på 343 m/s. [2, s. 48–49]



Figur 2.4: Diffusering från ojämnheter i väggar: (a) $\lambda \gg d$, (b) $\lambda \simeq d$, (c) $\lambda \ll d$

2.7 Specifik ytimpedans och teoretisk kavitetsmodell

2.7.1 Specifik ytimpedans

Genom att utvärdera nodtryck och partikelhastigheten i normalriktning kan ytimpedans för en absorberant fastställas. Samtliga formler nedan är hämtade ur boken *Sound and Vibration* av H.P Wallin, U Carlsson, M Åbom, H Bodén och R Glav. [3, s. 174]

Först definieras komplexa storheterna för ljudtryck P och partikelhastighet v_n enligt ekv.(2.16 & 2.17).

$$P = P_{\text{real}} + iP_{\text{imag}} \quad (2.16)$$

$$v_n = v_{\text{real}} + iv_{\text{imag}} \quad (2.17)$$

Specifika ytimpedans, Z_s , beräknas som kvoten mellan ljudtrycket och partikelhastigheten i normalriktning, enligt ekv.(2.18). Notera minustecknet framför partikelhastigheten, för att justera att hastigheten är positiv in mot materialet.

$$Z_s = \frac{P}{-v_n} \quad (2.18)$$

2.7.2 Teoretisk kavitetsmodell

Den specifika ytimpedansen kan sedan jämföras med den teoretiska impedansen av en endimensionell stående ljudvåg i en luftkavitet, tillika en god jämförelse med plenumet som likaså är en luftkavitet med ett absorberande material och en reflekterande yta. Beräkningsunderlaget för ekv.(2.19) var tillhandahållet av Ecophon, Saint Gobain.

$$Z_{cav} = -jZ_0 \cot(kL) \quad (2.19)$$

Där $Z_0 = \rho_0 c$ är luftens karakteristiska impedans, $k = \omega/c$ akustiska vågtalet och L är kavitetsdjupet/plenumdjupet. Cotangensfunktionen används för att fånga ett karakteristiskt beteende som stående vågfält har framför en reflekterande yta.

Viktigt tillägg till kavitetsmodellen är dess begränsning i frekvensbredd där beräkningsunderlaget föreskrev att $kL \ll 1$. Vidare uppstår kvartsvågresonanser ($(kL = \pi/2) : Z_{cav} = 0$) och halvvågresonanser ($(kL = \pi) : Z_{cav} \rightarrow \infty$) i modellen där som ger en fysikalisk tolkning för resultaten. Både Z_s och Z_{cav} är komplexa tal med en realdel och en imaginärdel. För att de lättare ska kunna jämföras används absolutbeloppet, tillika magnituderna, av dessa storheter.

3 2D-akustisk FE-modell

Det huvudsakliga syftet med att först skapa en 2D-modell var att genom preliminära studier i enkla modeller identifiera vilka metoder som behöver implementeras i den tidskrävande 3D-modellen. Delmål 2 som behandlas var att genomföra initiala studier akustiska fenomen samt att metodutveckla. I kapitlet kommer den slutliga metoden att presenteras, resultat som erhållits presenteras och avslutas med en diskussion.

3.1 Diffusiva modeller

Modellen beräknades i en steady-state analys från frekvenserna 112-3550 Hz med 151 steg logartismiskt för att bestämma rummets akustiska beteende och egenskaper. För att utvärdera olika excitationmetoder och deras inverkan på rumsakustiken testas modellen i två olika konfigurationer:

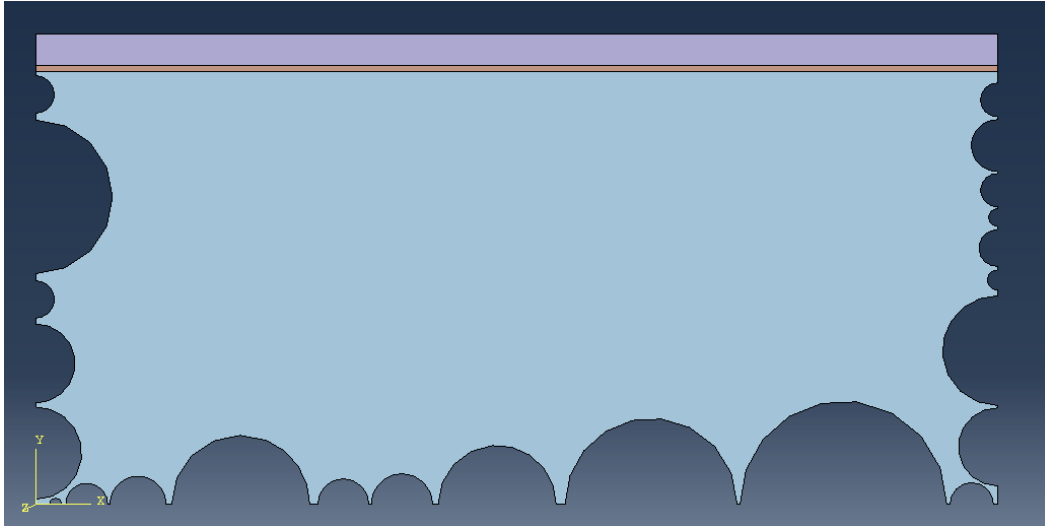
- **2D-modell1:** Modellen exciteras med konventionella, rundstrålande punktkällor i kombination med geometriska spridningsstrukturer (Schroeder-diffusorer) i rummet.
- **2D-modell2:** Modellen exciteras via en stokastisk *acoustic interaction*-modul som skickar in diffusa incidentvågor direkt genom rumsgränserna, utan geometriska diffusorer.

För att fastställa funktionen av absorbenten testades modellerna i två fall: ett med en porös absorbent implementerad och ett utan. Genom att jämföra trycknivåerna med eller utan absorbent kunde en så kallad *Insättningsförlust* fastställas som ett mått på systemets absorberande effektivitet. Kvadrering av trycknivåerna och bandmedling över 1/3-oktaver möjliggjorde att $\tilde{p}_a^2$ och $\tilde{p}_b^2$ kunde etableras som före respektive efter implementationen av absorbenten för en centerfrekvens. Ekv.(3.1) nyttjades för att fastställa en insättningsförlust för systemet vid centerfrekvenserna 125-3150 Hz. Tryckvärdena bandmedlas över 1/3-oktavband för att reducera påverkan från enskilda smalbandiga resonanstoppar i rummet.

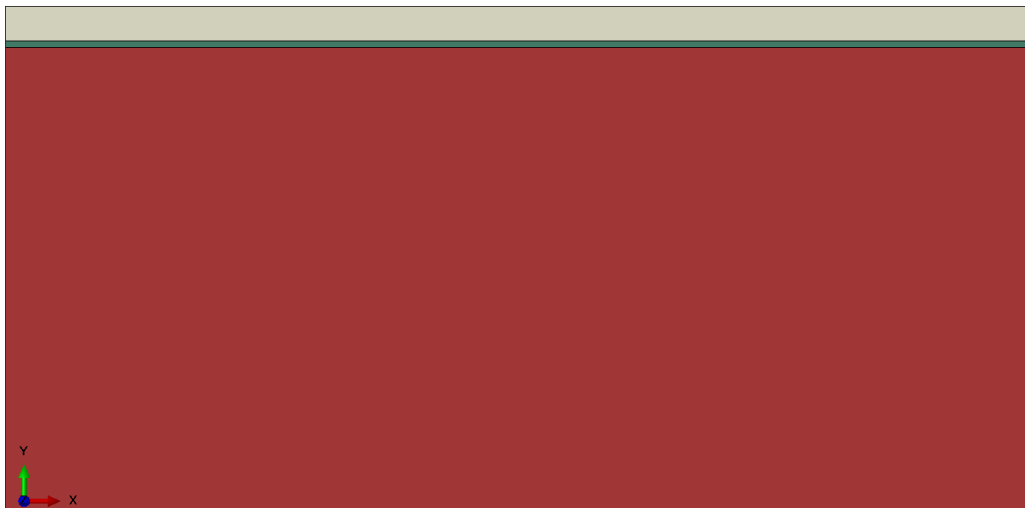
$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{\tilde{p}_a^2}{\tilde{p}_b^2} \right) \quad (3.1)$$

3.1.1 Geometri och material

2D-modellen skapades i det kommersiella FE-programmet Abaqus som ett godtyckligt rum med bredd 6 m och totalhöjd 2,94 m. Höjden består av 2,7 m rumsluft, 0,04 m absorbent och en initial plenumhöjd på 0,2 m. Fig.(3.1 & 3.2) visar den geometriska utformningen av modellen i 2D.



Figur 3.1: Geometrisk utformning av modellen med Schroeder diffusers och 200 mm plenum.



Figur 3.2: Geometrisk utformning av modellen med diffusa incidentvågor och 200 mm plenum.

Det användes två material i modellen, luft i rums- och plenumvolymen samt en absorberent som ett avskiljande skikt mellan de två luftvolymerna. Luftens materialegenskaper är under förutsättning av normal lufttemperatur och atmosfärstryck, vilket ger luftdensiteten, ρ_{luft} värdet $1,21 \text{ kg/m}^3$, och bulkmodulen, K_{luft} värdet 142 kPa . Vidare föreskrevs en grunddämpning i rummet med Abaqus egna dämpningsfunktion, volumetric drag, på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$.

Grunddämpning infördes eftersom modellen annars representerar ett helt idealt reflekterande rum där ingen energi förloras i väggar eller fogar. I verkliga rum uppstår alltid en viss förlust, vilket gör att en viss grunddämpning behövdes för att undvika oräalistiskt höga resonanstoppa i steady-state-analysen. Grunddämpningen togs fram genom att systematiskt testa olika fraktioner av absorberentens resistivitet som är $63000 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$. $6300 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ motsvarar 10 %, $630 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ motsvarar 1 % och till sist

värdet $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ motsvarar 1 ‰ av absorbentens resistivitet. Med dämpningar på 10 % och 1% dämpades rummet för mycket och gjorde att rummet uppträdde sig väldigt stumt. Däremot vid 1 ‰ bibehölls rummets akustiska beteende medan extrema resonanstoppar reduceras och blev därför den slutgiltiga dämpningen i modellen.

Efter att ha testat de olika porösa materialmodellerna som beskrivs i sektion 2.4 och utvärderat deras begränsningar användes slutligen JCA-modellen. Materialmodellen nyttjar en frekvensberoende komplex densitet- och bulkmodul för att fånga materialets porösa egenskaper. Hur dessa materialparametrar beräknas beskrivs i Bilaga A. Dessa parametrar går inte att direkt implementera i Abaqus/CAE och måste föreskrivas direkt i input-filen för modellen. I Tabell 4.1 presenteras den porösa materialdata som användes, tillhandahållen av Saint-Gobain Ecophon.

Tabell 3.1: Materialegenskaper för absorbenten.

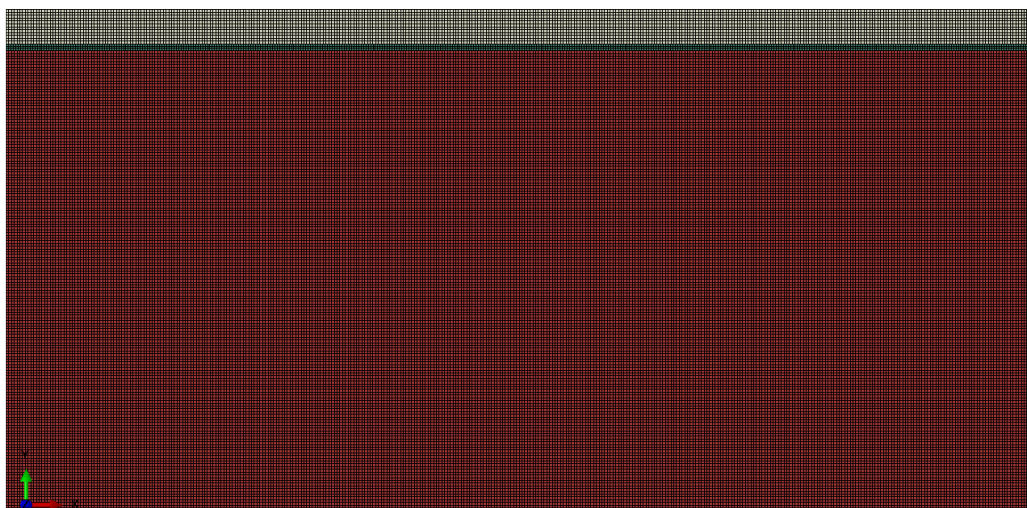
Parameter	Symbol	Värde
Tjocklek	t	40 mm
Luftflödesresistivitet	R	$63000 \text{ Pa s}/\text{m}^2$
Porositet	ϕ	0.96
Tortuositet	α_∞	1.02
Viskös karakteristisk längd	Λ	$52 \mu\text{m}$
Termisk karakteristisk längd	Λ'	$61 \mu\text{m}$
Värmekapacitetskvot	γ	1.4
Densitet	ρ	$43 \text{ kg}/\text{m}^3$
Elasticitetsmodul	E	4000 Pa
Förlustfaktor	η	0.31
Poissons tal	ν	0

3.1.2 Elementnät och elementstorlek

Luften och absorbenten modelleras med akustiska element, AC2D4, som är tvådimensionella kvadratiska element med 4 noder. De hanterar akustiska storheter såsom ljudtryck, partikelhastighet/partikelacceleration och ljudintensitet. Med nuvarande modell beaktas därför inga strukturegenskaper hos absorbenten. Som teorikapitlet fastställer krävs åtminstone 6 element per våglängd för att erhålla god upplösning i resultaten. Med $c = 343 \text{ m}/\text{s}$ och högsta frekvens $f = 3550 \text{ Hz}$ erhålls följande elementstorlek enligt ekv.(3.2 & 3.3). Se fig.(3.3) som referens.

$$\lambda = c/f = 343/3550 = 0.0966 \quad (3.2)$$

$$\lambda/6 = 0.0161 \quad (3.3)$$

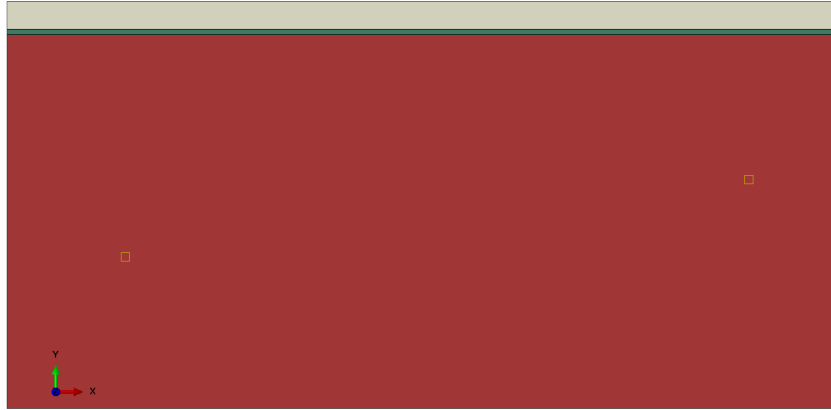


Figur 3.3: Elementnät av 2D-modell med 200 mm plenum.

3.1.3 Randvillkor, sändarpositioner och mottagarpositioner

I 2D-modellen finns enbart luftvolymmer och inga reella väggar eller tak. I ränderna på dessa luftvolymmer uppstår därför, om inget annat föreskrivs, ett randvillkor där ytorna blir helt reflekterande, vilket motsvarar ett helt perfekt efterklangsrum där rummet inte utsätts för några energiförluster förutom från absorbenten. Detta motsvarar inte verkligheten särskilt väl då det alltid uppstår förluster när ljudvågorna kommer i kontakt med väggar, tak eller fogar. För att få ett mer reellt scenario föreskrevs en grunddämpning som nämndes tidigare på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ för alla luftvolymmer. Detta för att få rummet att uppföra sig mindre modalt och mer som ett verkligt rum.

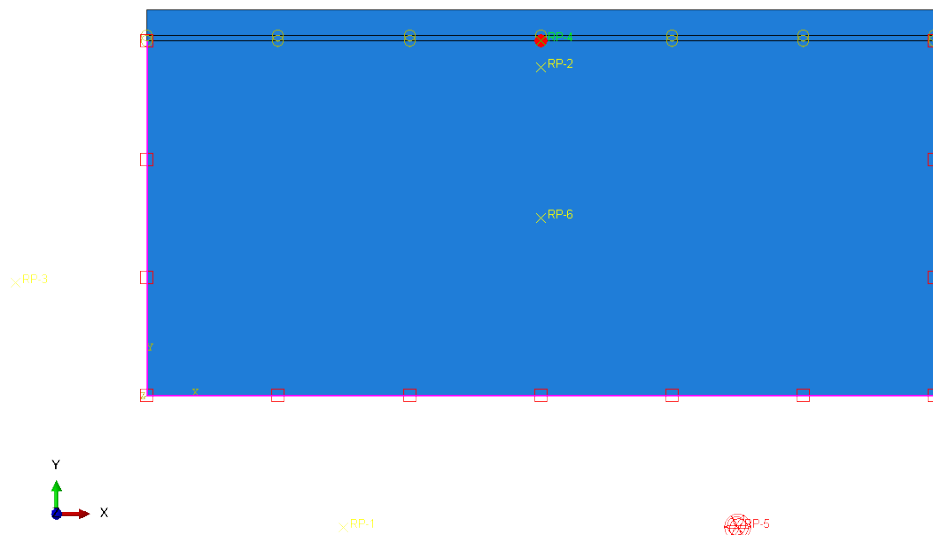
Ljudkällan utformades i ett fall, benämnt *2D-modell1* som ett rundstrålande akustiskt randvillkor med en godtycklig storlek på 1 Pa i realdel och noll i imaginärdel, se fig.(3.4). Detta randvillkor placeras i två olika noder som körs separat och till varje sändarposition finns sex mottagarpositioner för att erhålla totalt 12 mätvärden, precis i enlighet med SS-EN ISO 354:2003 för praktiska mätningar av ljudabsorption i efterklangsrum. På grund av att modellen är tvådimensionell kan standardens geometriska krav inte uppfyllas exakt, men positionerna valdes så att avstånden mellan källor, mottagare och randytor i möjligaste mån efterliknar föreskrifter i standarden. [8]



Figur 3.4: Sändarkälla med akustiska randvillkor, 200 mm plenum.

I det andra fallet, benämnt *2D-modell2*, skapades en interaction som skickar in stokastiskt-diffusa incidentvågor genom golv och väggar för att skapa ett diffust ljudfält i rummet, se fig.(3.5). Metoden fungerar genom att det genereras flera incidenta vågor med slumpmässigt varierade riktningar och faser. Slumpmässigheten styrs av ett seed-nummer som vid olika iterationer ger olika utslag i rummet och på så sätt ger upphov till en statistiskt mer diffus excitation. Genom att beräkna med flera seedkonfigurationer och därefter medelvärdesbilda resultaten kan ett mer statistiskt representativt ljudfält approximeras utan att geometriska diffusionsstrukturer behöver modelleras direkt. Däremot bör det nämnas att i ett geometriskt begränsat rum kommer det alltid att uppstå rumsmode.

Källan föreskrevs med samma magnituder som fallet med den rundstrålande källan och lika många mottagarpunkter för att efterlikna mätningstandarden, SS-EN ISO 354:2003, samt för att få goda jämförelser mellan de två fallen.



Figur 3.5: Sändarkälla med diffusa incidentvågor, 200 mm plenum.

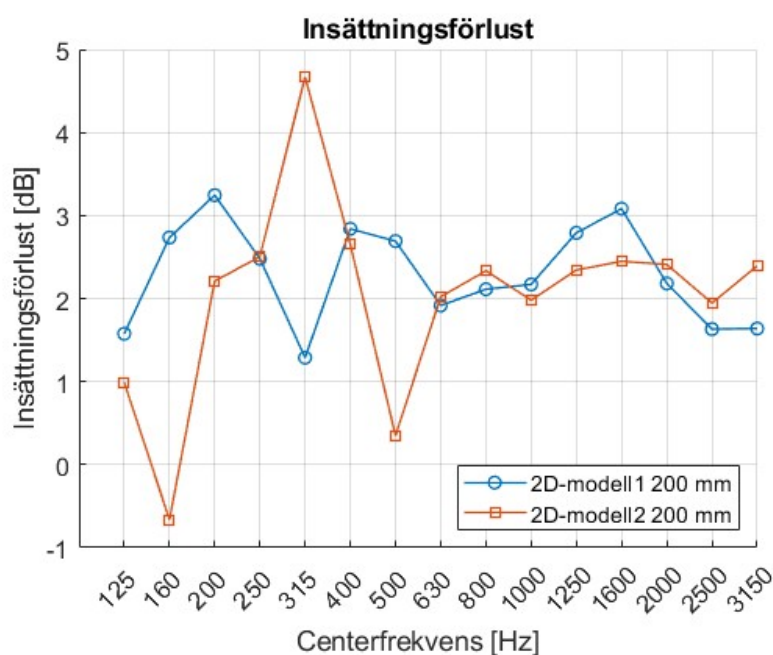
3.1.4 Diffusivitet

En stor utmaning är att få ett diffust ljudfält i ett rum med perfekta reflektioner. Koncepten som beskrevs i den teoretiska bakgrunden under sektion 2.6 implementeras i modellen som kan ses i fig.(3.1). De rundade väggar och golv skapar lämpliga hinder för ljudvågorna och sprider ut ljudvågorna efter kollision. Deras varierade storlek gör att vissa frekvenser kommer betrakta hindren som nya plan/böjda väggar medan de som överensstämmer med våglängden skapar en stark spridning.

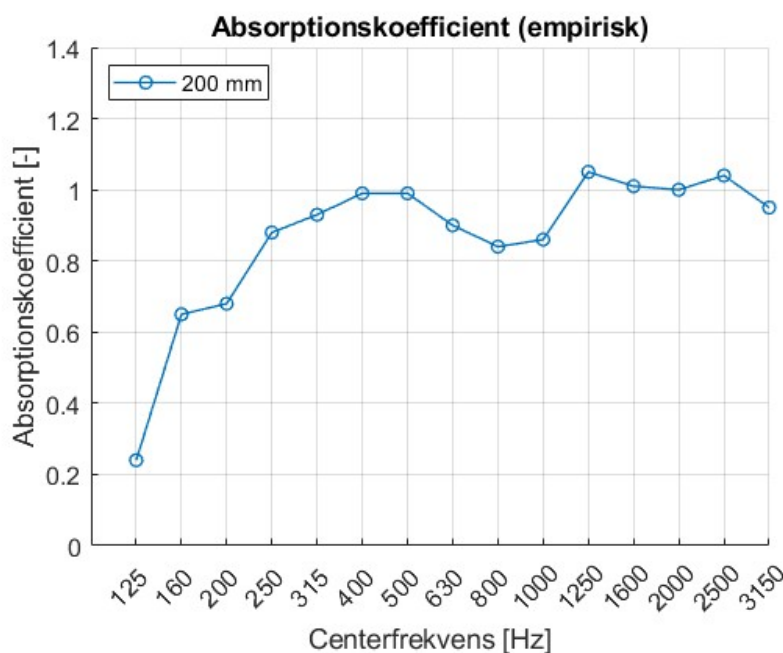
Vidare utvärderades den stokastiska excitationemetoden i fall *2D-modell2* (se sektion 3.1.3). Detta gjordes för att undersöka om ett tillräckligt diffust ljudfält kan etableras rent numeriskt, utan att behöva modellera fysiska ojämnheter i geometrin som annars kan leda till geometriska utmaningar.

3.2 Resultat

I fig.(3.6) jämförs insättningsförlust av *2D-modell1* med *2D-modell2*. I fig.(3.7) visas även de empiriskt framtagna absorptionskoefficienterna för absorbenten med 200 mm plenum, som jämförs kvalitativt med insättningsförlusten.



Figur 3.6: Insättningsförlust för 2D-modell1 (rundstrålande källa) och 2D-modell2 (Interaction källa) 2D.



Figur 3.7: Empirisk absorptionskoefficient för en absorber med 200 mm plenum från WSP.

3.3 Diskussion

3.3.1 Diffusivitet

Några observationer angående 2D-modell2 där modellen inte beter sig helt enligt förväntan är den negativa insättningsförlusten i 160 Hz-bandet samt den stora dippen i 500Hz-bandet. Detta kan delvis förklaras av de geometriska begränsningar som uppstår i tvådimensionell modellering. I ett tvådimensionellt rum är antalet möjliga rumsmoder betydligt färre än i ett tredimensionellt rum, vilket gör att enskilda moder kan dominera responsen i vissa frekvensband. Detta gör det svårare att uppnå ett helt diffust ljudfält i modellen.

Från fig.(3.6) erhålls insättningsförlust från de två fallen, det ena med punktkällor i rummet och det andra med en källa byggd på interaction-modulen. Dessa jämförs i sin tur med den empiriska absorptionskoefficienten i fig.(3.7). De går inte att jämföra direkt då insättningsförlust mäts i decibel medan absorptionskoefficient är en enhetslös storhet. Däremot kan de jämföras principiellt då de bör uppvisa ett liknande övergripande beteende och ha en liknande form i graferna.

Den empiriska absorptionskoefficienten påvisar att absorbernten har lägre effektivitet i de lägre frekvensbanden och blir betydligt mer effektiv i de högre frekvensbanden. Detta är typiskt för porösa absorberter där energi huvudsakligen dissiperas genom viskösa och termiska förluster i materialets porstruktur. Vid låga frekvenser är våglängderna relativt stora jämfört med materialets tjocklek, vilket gör att en mindre del av energin absorberas.

Det kan observeras att den metod som överensstämmer bäst med detta beteende är 2D-modell2 med sändarkälla via interaction-modulen. 2D-modell2 börjar med en lägre effektivitet i de lägre frekvensbanden och stiger sedan till en högre effektivitet i de

högre frekvensbanden. Detta tyder på att excitationen i detta fall skapar ett mer statistiskt representativt ljudfält i rummet jämfört med punktkällan i 2D-modell1.

Punktkällan i 2D-modell1 tenderar att excitera specifika rumsmode beroende på dess position i rummet. Detta kan leda till att vissa frekvenser förstärks kraftigt i vissa mottagarpunkter samtidigt som andra frekvenser dämpas. Den stokastiska excitationemetoden i 2D-modell2 genererar istället flera incidenta vågor med varierande riktningar och faser. När flera seedkonfigurationer används och resultaten medelvärdesbildas erhålls ett mer statistiskt diffust ljudfält, vilket minskar känsligheten för enskilda rumsmode.

3.3.2 Materialmodeller

Under modellens utveckling testades flera olika materialmodeller. *Volumetric drag*, *Delany-Bazley*, *Delany-Bazley-Miki* och till sist *Johnson-Champoux-Allard* för att beskriva absorbentens beteende.

Den enklare modellen med volumetric drag (abaqus egna resistivitet) visade sig ha begränsningar där det inte gick att föreskriva några viskoelastiska/porösa materialegenskaper, och användes därför inte i denna studie.

Delany-Bazley samt Delany-Bazley-Miki visades sig vara mer lovande i hur de beskriver frekvensberoende absorption i porösa material. Det gick att föreskriva en resistivitet till absorbenten och sen byggdes modellerna på empirisk data för att bestämma absorbentens beteende. Däremot hade dessa modeller en inbyggd begränsning i kvoten mellan resistivitet och frekvens. Med en hög resistivitet (som används i denna studie på $63\,000\text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$) kunde endast frekvenser ner till 630 Hz analyseras, vilket gör metoderna olämpliga för denna typ utav studie.

Den slutliga modellen baserades därför på JCA-modellen (Johnson–Champoux–Allard) som beskrevs i den teoretiska bakgrunden. JCA-modellen erhöll snarlika resultat som Delany-Bazley och Delany-Bazley-Miki vilket tydde på en god materialmodell. Denna modell hade inte heller några begränsningar gällande kvot mellan resistivitet och frekvens vilket gör den lämplig för det frekvensområde som nyttjades i studien.

JCA-modellen beskriver det porösa materialet som ett ekvivalent fluidmedium där både densitet och bulkmodul är komplexa och frekvensberoende. Detta gör det möjligt att modellera de viskösa och termiska förluster som uppstår när ljudvågor propagerar genom materialets porstruktur. JCA-modellen anses därför vara mer fysikaliskt representativ för porösa absorbenter jämfört med enklare materialmodeller.

I denna studie implementerades modellen genom att manuellt ange materialparametrarna i Abaqus input-fil, eftersom Abaqus grafiska gränssnitt saknar direkt stöd för denna modell. Detta tillvägagångssätt möjliggjorde en mer realistisk beskrivning av materialets akustiska egenskaper.

3.3.3 Grunddämpning

En ytterligare viktig aspekt i modellen är införandet av en grunddämpning i luftdomänen genom Abaqus-parametern *volumetric drag*. I en idealiserad modell utan denna dämpning skulle ingen akustisk energi förloras i rummet förutom genom absorbenten.

Detta leder i steady-state-analyser ofta till mycket kraftiga resonanstoppar vid vissa frekvenser.

För att motverka detta infördes en liten grunddämpning i luften. Värdet bestämdes genom att testa olika fraktioner av absorbentens resistivitet. Vid högre värden, exempelvis $6300 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$, dämpades ljudfältet kraftigt och skillnaden mellan fallen med och utan absorbent blev svår att urskilja. Vid mycket låga värden kvarstod däremot kraftiga resonanser. Det slutliga värdet $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$, motsvarande 1 ‰ av absorbentens resistivitet, visade sig ge en rimlig kompromiss där extrema resonanstoppar reducerades samtidigt som absorbentens effekt fortfarande kunde observeras.

Grunddämpningen kan därför tolkas som en förenklad representation av de förluster som i verkligheten uppstår i väggar, fogar och andra konstruktionselement i ett rum.

3.3.4 Metodval för implementering i en 3D-akustisk FE-modell

Som avslutning på studier i den tvådimensionella miljön presenteras de metodval som vidareutvecklas och implementeras i den tredimensionella miljön.

Genom att modellera två luftvolymmer med ett mellanliggande skikt av en porös absorbent kan komplexa akustiska beteenden utvärderas. Samtliga simuleringar i denna studie genomfördes vid rumstemperatur och normalt atmosfärstryck.

Dämpning: Luftvolymerna bör tilldelas en grunddämpning (Volumetric Drag) på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ för att reducera de kraftigaste resonanserna. Detta värde har i studien identifierats som en rimlig approximation av den dämpning som naturligt uppstår i fysiska rum genom förluster vid rumsgränser och skarvar.

Materialmodell: Johnson-Champoux-Allard (JCA) bör användas för att modellera den porösa absorbenten som ett ekvivalent poröst medium. Modellen, som baseras på frekvensberoende komplex densitet och bulkmodul, bedömdes bäst reflektera verkliga absorbenters beteende. Dessa värden implementeras direkt in i modellens input-filer.

Diskretisering: Elementstorleken bör väljas för att uppfylla kravet på minst sex element per våglängd ($\lambda/5$) för det aktuella frekvensområdet. I denna studie användes en storlek på 0,0161 m, vilket gav en god balans mellan upplösning och beräkningstid.

Excitering: En *Acoustic Interaction* som excitationsskälla visade sig mest lovande. Genom att använda stokastiska incidentvågor med varierande seed-nummer och sändarpositioner kan resultaten medelvärdesbildas. Detta är ett nödvändigt steg för att reducera inverkan av enskilda rumsmode och närma sig ett diffust excitationfält.

4 3D-akustisk FE-modell

Det huvudsakliga syftet med 3D-modellen kopplas ihop med delmål 3 för arbetet att etablera ett akustiskt randvillkor för absorbenter i nedpendlade undertak. Utöver detta delmål behandlades också delmålet för metodutveckling som bygger vidare på 2D-modellen. I kapitlet kommer metoden och resultaten som erhållits att presenteras och avslutas med en diskussion.

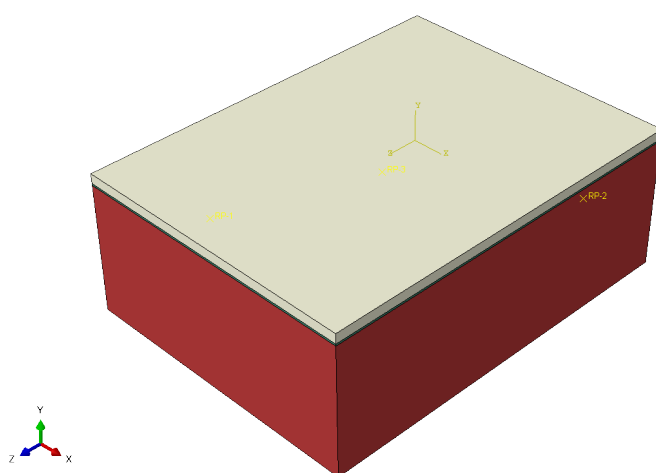
4.1 Metod

Modellen beräknades i en steady-state analys från frekvenserna 112-1410 Hz med 111 steg för att bestämma rummets och absorbentens akustiska beteende och egenskaper. För att fastställa funktionen av absorbenten körs modellen separat på två sändarpositioner med varierande seednummer för att skapa ett stokastiskt ljudfält.

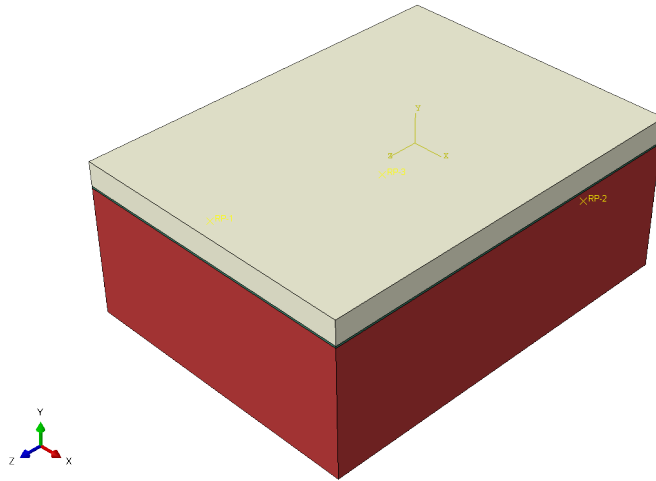
Analyserna kördes genom Lunds universitets superdator, LUNARC, för att kunna hantera det stora minneskravet och för att få kortare beräkningstider som en rumsakustisk 3D simulering kräver. Flest antal frihetsgrader i modellen var cirka 1,6 miljoner och tillsammans med komplexa matriser gav det upphov till de stora minneskraven.

4.1.1 Geometri och material

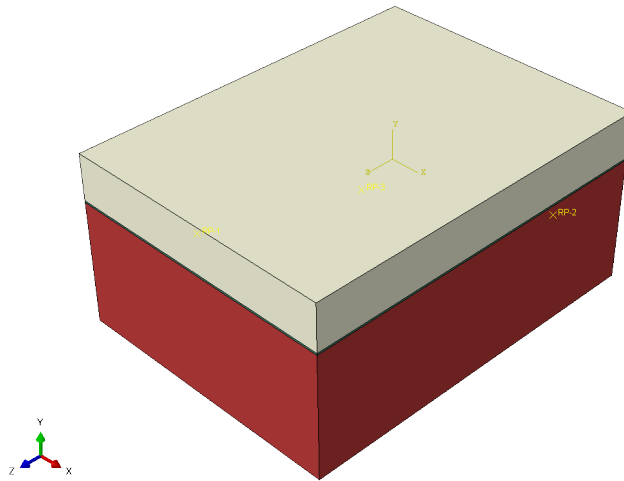
3D-modellen skapades i det kommersiella FE-programmet Abaqus som ett godtyckligt rum med bredd 6 m, längd 8 m och totalhöjd 2,94 m. Höjden består av 2,7 m rumsluft, 0,04 m absorbent och en initial plenumhöjd på 0,2 m och sedan med plenumhöjder för 0,5 m och 1,0 m. Fig.(4.1, 4.2 & 4.3) visar den geometriska utformningen av modellen i 3D.



Figur 4.1: Geometriska utformningen för 3D-modellen med 200 mm plenum.



Figur 4.2: Geometrisk utformningen för 3D-modellen med 500 mm plenum.



Figur 4.3: Geometrisk utformningen för 3D-modellen med 1000 mm plenum.

Det användes två material i modellen, precis som i 2D-modellen, luft i rums- och plenumutrymmet samt en absorbent som ett avskiljande skikt mellan de två luftvolymerna. Luftens materialegenskaper är under förutsättning av normal lufttemperatur och atmosfärstryck, vilket ger luftdensiteten, ρ_{luft} värdet $1,21 \text{ kg/m}^3$, och bulkmodulen, K_{luft} värdet 142 kPa . Vidare föreskrevs en grunddämpning i rummet, volumetric drag, på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$. Denna grunddämpning går att läsa mer om i sektion 3.1.1.

Efter att ha testat olika porösa materialmodeller i 2D och utvärderat deras begränsningar användes slutligen JCA-modellen som beskrivs i den teoretiska bakgrunden under sektion 2.4.4. Materialmodellen nyttjar en frekvensberoende komplex densitet- och bulkmodul för att fånga materialets porösa egenskaper. Hur dessa materialparametrar beräknas kan observeras i Bilaga A. Dessa parametrar går inte att direkt implementera i Abaqus/CAE och måste föreskrivas i input-filen för modellen. I Tabell 4.1 presenteras den porösa materialdatan som användes, tillhandahållen av Saint-Gobain Ecophon.

Tabell 4.1: Materialegenskaper för absorbenten.

Parameter	Symbol	Värde
Tjocklek	t	40 mm
Luftflödesresistivitet	R	63000 Pa s/m ²
Porositet	ϕ	0.96
Tortuositet	α_∞	1.02
Viskös karakteristisk längd	Λ	52 μ m
Termisk karakteristisk längd	Λ'	61 μ m
Värmekapacitetskvot	γ	1.4
Densitet	ρ	43 kg/m ³
Elasticitetsmodul	E	4000 Pa
Förlustfaktor	η	0.31
Poissons tal	ν	0

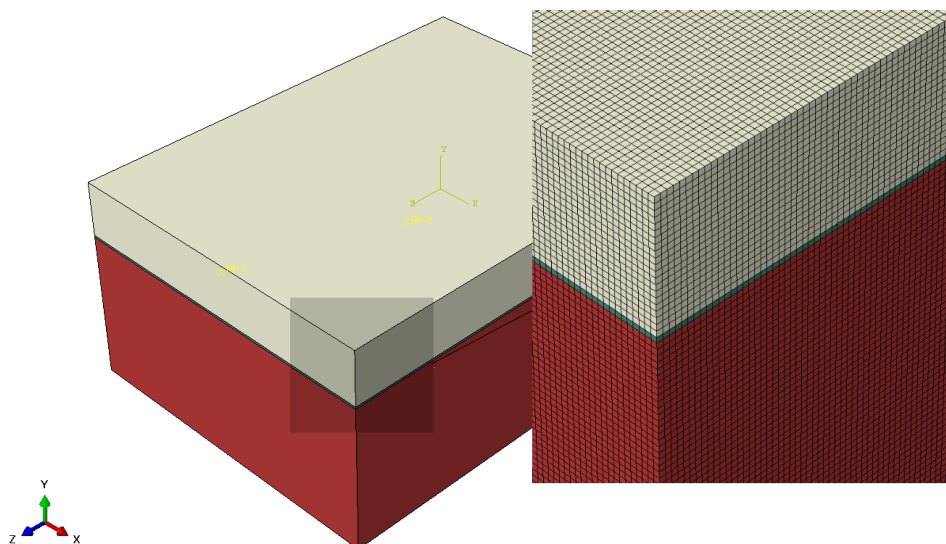
4.1.2 Elementnät och elementstorlek

Luften och absorbenten modelleras med Abaqus egna akustiska element vilket gör att de enbart påverkas av akustiska storheter såsom ljudtryck, partikelhastighet/partikelacceleration och ljudintensitet. Med befintlig modell beaktas därför inga strukturella egenskaper hos absorbenten. Som teorikapitlet fastställer krävs åtminstone sex element per våglängd för att erhålla en god upplösning i resultaten. Med $c = 343$ m/s och högsta frekvens $f = 1410$ Hz erhålls följande elementstorlek enligt ekv.(4.1 & 4.2).

$$\lambda = c/f = 343/1410 = 0.243 \quad (4.1)$$

$$\lambda/6 = 0.0405 \quad (4.2)$$

För att begränsa beräkningstiden valdes istället fem element per våglängd för 3D-modellen. Detta ansågs ge tillräcklig noggrannhet eftersom det mest intressanta frekvensområdet ligger under 1000 Hz och för att bespara datorkraft vid simulationer utan att ödelägga upplösningen av resultatet. Elementstorleken blir således $\lambda/5 = 0.0485$ m, se fig.(4.4) som referens.

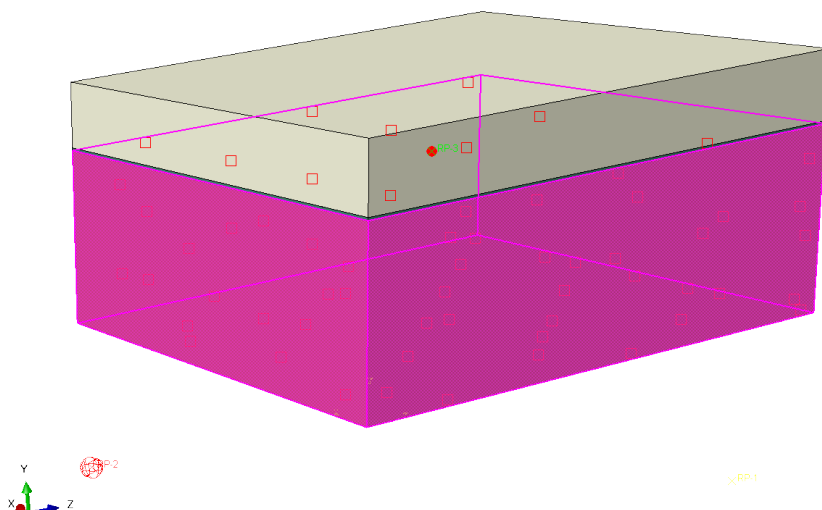


Figur 4.4: Elementnät av 3D-modellen med 1000 mm plenum.

4.1.3 Randvillkor, sändarpositioner och mottagarpositioner

I 3D-modellen finns, precis som i 2D-modellen, enbart luftvolymen och inga reella väggar eller tak. I ränderna på dessa luftvolymen uppstår därför, om inget annat föreskrivs, randvillkor där ytorna blir helt reflekterande, vilket motsvarar ett helt perfekt efterklangsrum där rummet inte utsätts för några energiförluster förutom från absorbenten. Detta motsvarar inte verkligheten särskilt väl då det alltid uppstår förluster när ljudvågorna kommer i kontakt med väggar, tak eller fogar. För att få ett mer reellt scenario föreskrevs en grunddämpning som nämndes tidigare på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ för alla luftvolymen. Detta för att få rummet att uppföra sig mindre modalt och mer som ett verkligt rum, vilket är samma tillvägagångssätt som gav lovande resultat i 2D och valdes därför att implementeras likaså i 3D-modellen.

Sändarkällan motsvarar samma typ av källa som nyttjades för det andra fallet i 2D-modellen, benämnt *2D-modell2*. Det skapades en interaction som skickar in stokastiskt-diffusa incidentvågor genom golv och väggar för att försöka fånga beteendet av ett diffust ljudfält i rummet, se fig.(4.5). Metoden fungerar genom att det genereras flera incidenta vågor med slumpmässigt varierade riktningar och faser. Slumpmässigheten styrs av ett seednummer som vid olika iterationer ger olika utslag i rummet och på så sätt ger upphov till en statistiskt mer diffus excitation. Genom att beräkna flera seedkonfigurationer och därefter medelvärdesbilda resultaten kan ett mer statistiskt representativt ljudfält approximeras utan att geometriska diffusionsstrukturer behöver modelleras explicit. Däremot bör det nämnas att i ett geometriskt begränsat rum kommer det alltid att uppstå rumsmoder.



Figur 4.5: Sändarkälla som skickar stokastiskt-diffusa incidentvågor till rumsvolymen.

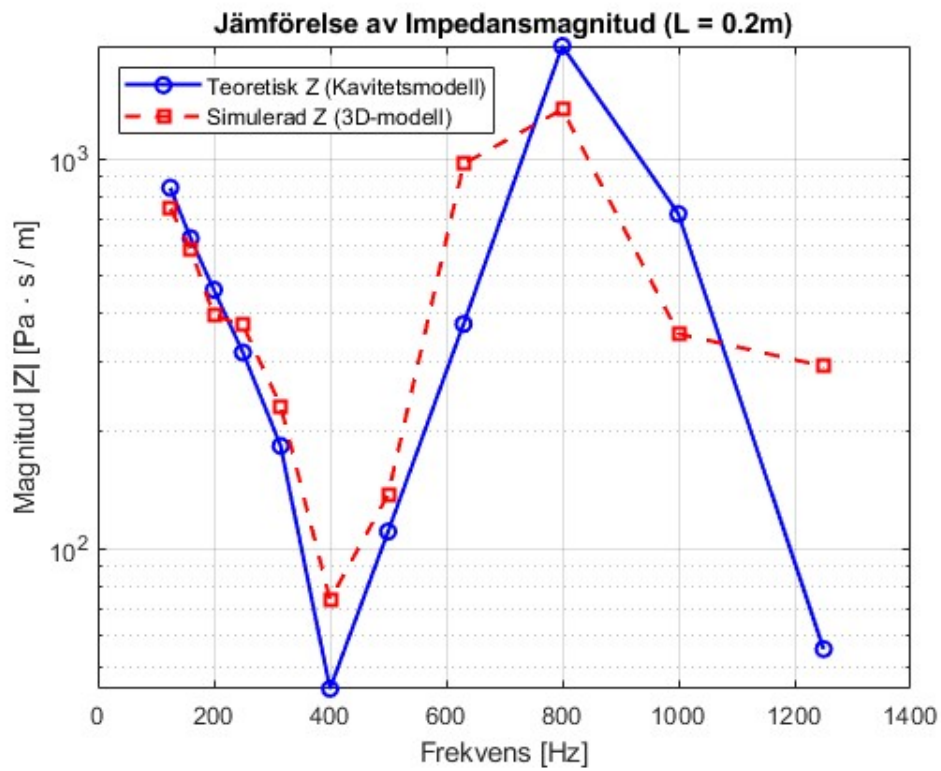
Mottagarpunkter för dessa 3D-modelleringar skiljer sig något från de som utfördes för 2D-modellen. I syftet att etablera en ytimpedans för absorbenten krävdes nodtryck och partikelhastighet i absorbentens övre rand som vetter mot plenumutrymmet. Därför skapades en yta som direkt motsvarar den övre randen av absorbenten och därifrån hämtades värden för nodtryck och partikelhastighet som kunde användas för att resultatbilda i senare skede.

4.2 Resultat

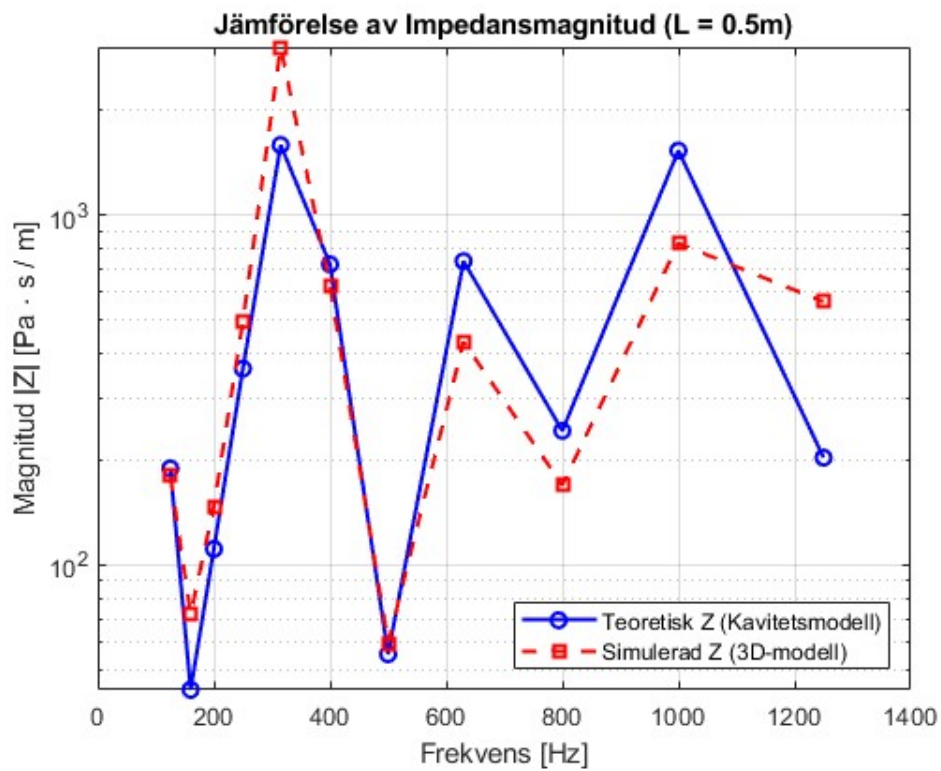
Jämförelsen mellan den teoretiska kavitetsimpedansen Z_{cav} och den framtagna karakteristiska ytimpedansen Z_s , som beräknats genom ekv.(2.18 & 2.19), visualiseras i fig.(4.6, 4.7 & 4.8) nedan. De tre figurerna har god överensstämmelse mellan ytimpedans och den korresponderande teoretiska kavitetsimpedans, särskilt i det lågfrekventa området 125 Hz till cirka 400 Hz. Resultaten indikerar att 3D-modellen hanterar reella fysikaliska fenomen som kvartsvågs- och halvvågsbeteenden i luftkaviteter.

Fig.(4.6) visar att impedansen för plenumdjupet 200 mm har en trycknod i 400 Hz, tillika $Z \rightarrow 0$, och en tryckantinod i 800 Hz, tillika $Z \rightarrow \infty$, talar båda för ett fysikaliskt korrekt beteende. Samma går att se i fig.(4.7) som visar att impedansen för plenumdjupet 500mm har en trycknod i cirka 160 Hz och en tryckantinod i 315 Hz samt för fig.(4.8) som visar att impedansen för plenumdjupet 1000 mm har en trycknod i cirka 250 Hz och en tryckantinod i 160 Hz.

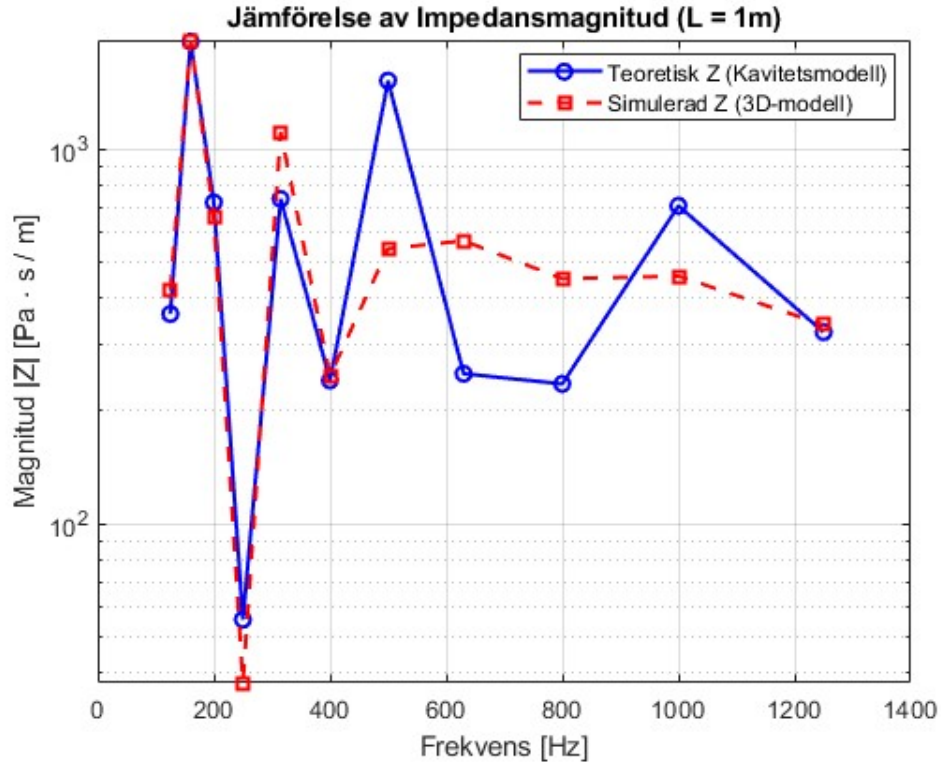
Dessa fenomen går att förankra, utöver visuellt i grafer, i tab.(4.2) numeriskt. I fallet för plenumdjupet 1000 mm kan det observeras, vid centerfrekvenserna 160-200 Hz, en stor svängning i imaginärdelen från $-1113,6i$ till $+644,4i$ som talar för halvvågsresonanser. Just denna halvvågsresonans går likaså att se i fig.(4.8) vid samma frekvenser.



Figur 4.6: Jämförelse av Z_s och Z_{cav} med 200 mm plenum.



Figur 4.7: Jämförelse av Z_s och Z_{cav} med 500 mm plenum.



Figur 4.8: Jämförelse av Z_s och Z_{cav} med 1000 mm plenum.

Tabell 4.2: Ytimpedans Z_s för plenumdjup $L \in \{200, 500, 1000\}$

Centerfrekvens (Hz)	Plenumdjup L (mm)		
	$L = 200$	$L = 500$	$L = 1000$
125	$43.9 + 743.7i$	$40.3 + 174.6i$	$93.9 - 409.6i$
160	$38.0 + 586.1i$	$18.2 + 69.8i$	$1610.6 - 1113.6i$
200	$17.3 + 396.0i$	$33.3 - 142.8i$	$121.9 + 644.4i$
250	$93.2 + 362.6i$	$127.2 - 479.5i$	$33.9 + 16.3i$
315	$75.5 + 220.0i$	$2846.2 + 997.8i$	$1113.0 + 5.7i$
400	$45.5 + 58.6i$	$125.6 + 615.7i$	$107.7 + 224.1i$
500	$44.5 - 130.4i$	$59.5 - 4.5i$	$540.1 + 53.1i$
630	$117.9 - 961.6i$	$432.4 + 27.4i$	$484.8 + 299.8i$
800	$1236.5 + 507.1i$	$145.2 + 86.1i$	$435.7 + 117.7i$
1000	$100.7 + 341.5i$	$819.5 + 123.5i$	$359.0 + 285.0i$
1250	$292.3 - 30.4i$	$493.4 + 273.8i$	$310.2 + 139.4i$

4.3 Diskussion

4.3.1 Jämförelse mellan numeriska och analytiska resultat

Resultaten som presenterades i sektionen ovan ser lovande ut i aspekten av att plenumutrymmet verkar behandla och utsättas för verkliga akustiska fenomen som uppstår i dessa typer av luftkaviteter. Det kan däremot observeras avvikelser vid högre frekvenser och större plenumdjup, se fig.(4.8).

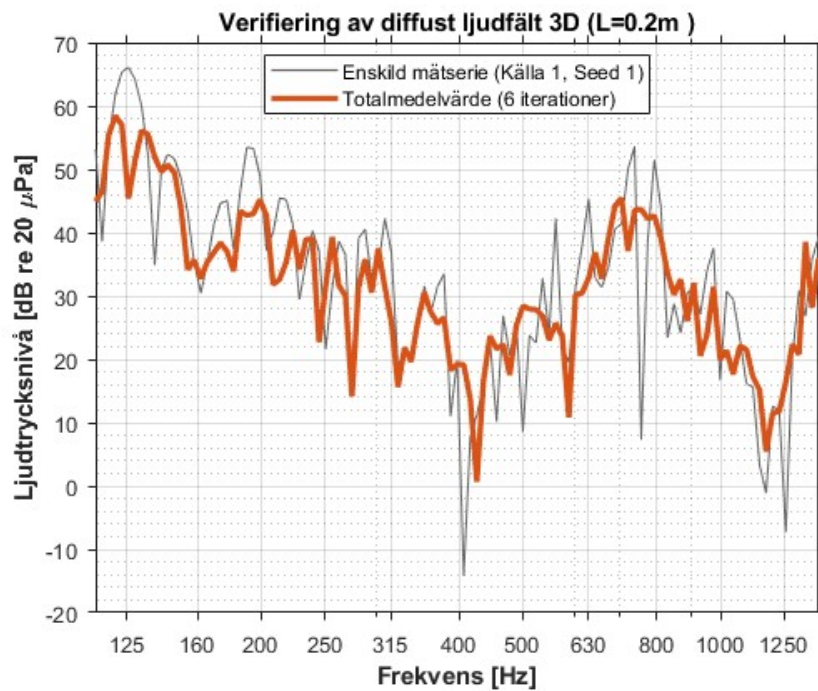
Skillnaderna som uppstår kan vara till följd av olika fenomen men en förklaring kan vara den fysiska begränsning som den teoretiska kavitetsmodellen har i att $kL \ll 1$. Som ett exempel vid 1410 Hz och ett plenumdjup på 1000 mm uppgår $kL \approx 26$ som inte uppfyller tidigare begränsning och bör därför skilja sig i grafen, vilket det också gör. Kavitetsmodellen är dessutom endimensionell och förutsätter plana vågor medan 3D-modellen är tredimensionell vilket tillåter uppkomsten av tangentiella och obliqua moder (sneda vågor) i plenumutrymmet. Kavitetsmodellen är alltså en bra indikationen på om modellen erhåller akustiska egenskaper/beteenden gällande luftkaviteter, men bör inte ha total överensstämmelse.

Vidare föreskrivs ingen dämpning i kavitetsmodellen medan i 3D-modellen föreskrevs en grunddämpning till alla luftutrymmen (inkluderat plenumutrymmet) på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$. Detta påverkar värdena av impedansen genom att reducera resonanstopp- och dalar men även göra dess toppar och dalar bredare som likaså går att observera i graferna, exempelvis i fig.(4.6) vid 800 Hz.

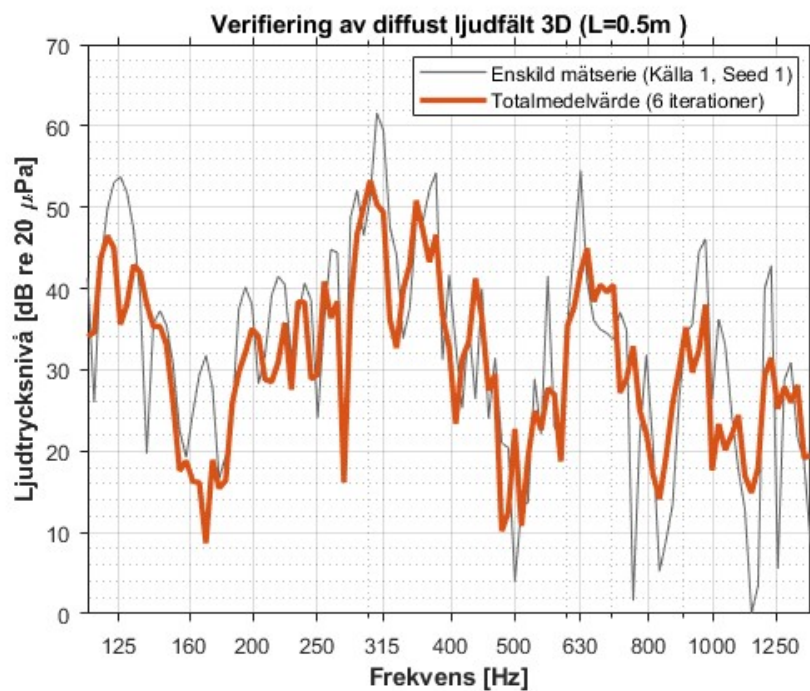
4.3.2 Utmaningar med ett diffust ljudfält

Det huvudsakliga målet med excitationen i 3D-modellen var att efterlikna ett diffust ljudfält, likt de förhållanden som finns i ett efterklangsrum. Att uppnå detta i en numerisk miljö, såsom FEA-analyser i Abaqus, innebär dock vissa utmaningar. Om enbart en sändarposition användes blev ljudfältet i rummet väldigt modalt, vilket resulterade i en frekvensrespons med kraftiga svängningar. Dessa dalar i excitationen kan innebära att vissa frekvenser knappt exciteras, vilket riskerar att göra resultaten för ytimpedansen osäkra.

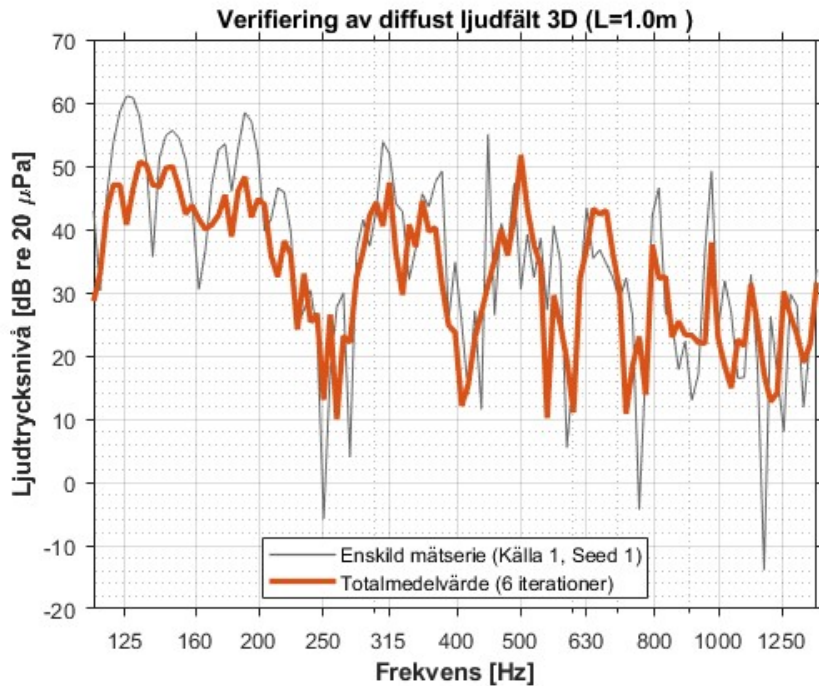
För att hantera detta användes en statistisk metod där resultaten från flera simuleringar, med olika sändarpositioner och slumpmässiga faser (seeds), medelvärdesbildades. Denna metod gjorde att rummets specifika moder planades ut och att absorbentens generella egenskaper istället framhävdes. På så sätt kunde ett mer representativt och stabilt resultat för ytimpedansen erhållas. Se fig.(4.9, 4.10 & 4.11) nedan.



Figur 4.9: Jämförelse av tryck mellan data från en mätserie och det ackumulativa totalmedelvärdet, $L = 0.2m$.



Figur 4.10: Jämförelse av tryck mellan data från en mätserie och det ackumulativa totalmedelvärdet, $L = 0.5m$.



Figur 4.11: Jämförelse av tryck mellan data från en mätserie och det ackumulativa totalmedelvärdet, $L = 1.0m$.

Det är tydligt att medelvärdesbildningen var mest kritisk för de djupare plenumdjupen. För $L = 1,0\text{ m}$ var skillnaden mellan en enskild mätserie och det samlade medelvärdet som störst, vilket tyder på ett mer modalt utgångsläge. Tack vare den höga modala tätheten i det djupa plenumet resulterade medelvärdesbildningen i en respons som upplevdes mer diffus och stabil än för de grundare systemen. Trots medelvärdesbildningen kan vissa mindre fluktuationer fortfarande ses vid lägre frekvenser. Detta beror troligen på den naturligt låga modala tätheten i rummet vid dessa våglängder och är en känd begränsning vid simuleringar av begränsade volymer.

5 Parameterstudie och känslighetsanalys

I detta kapitel beskrivs resultatet från en parameterstudie att genomföras för att utvärdera hur olika akustiska storheter påverkas av en variabel ODS (Overall Depth of System). Detta kopplas direkt till delmål 4 för rapporten. Utöver detta genomfördes en känslighetsanalys med ambitionen att kartlägga eventuella förbättringsmöjligheter hos 3D-modellen. Resultaten från parameterstudien och känslighetsanalys presenteras och diskuteras i respektive underkapitel.

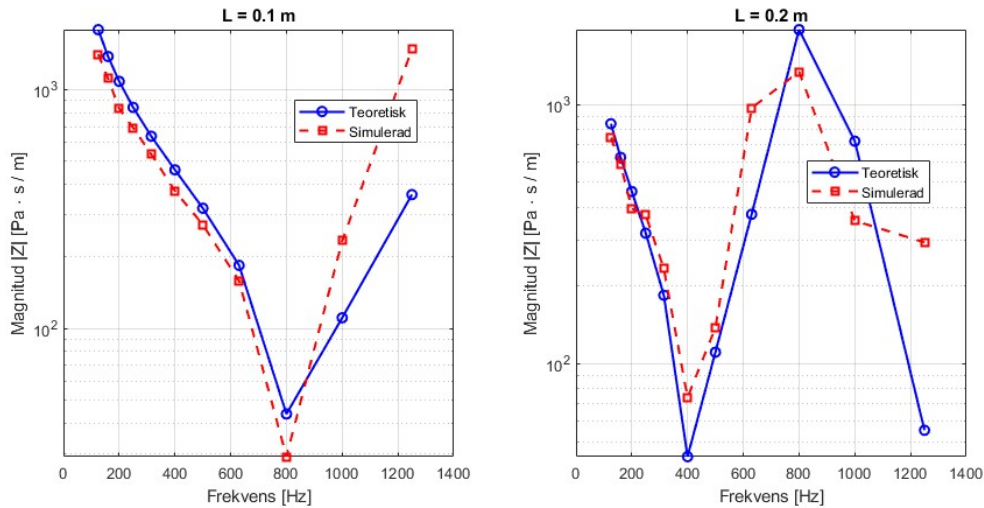
5.1 Parameterstudie av variabel ODS i nedpendlade undertak

Parameterstudien genomfördes med 3D-modellen och med samma metod och tillvägagångssätt som förklarades i kapitel 4. I det kapitlet erhöles ytimpedans för plenumdjupen 200- 500- och 1000 mm men det var av intresse att se hur denna ytimpedans förändras med ett variabelt ODS som en del ur målet att etablera ett akustiskt randvillkor för absorbenten. Med samma tillvägagångssätt kan den simulerade ytimpedansen jämföras med dess respektive teoretiska kavitetsmodell för att se om precisionen av modellen ökar eller minskar med variabel ODS. Studien genomfördes med 10 olika plenumdjup sträckande från 100 mm upp till 1000 mm och de ytimpedanser som erhöles presenteras i bilaga B i tabellform.

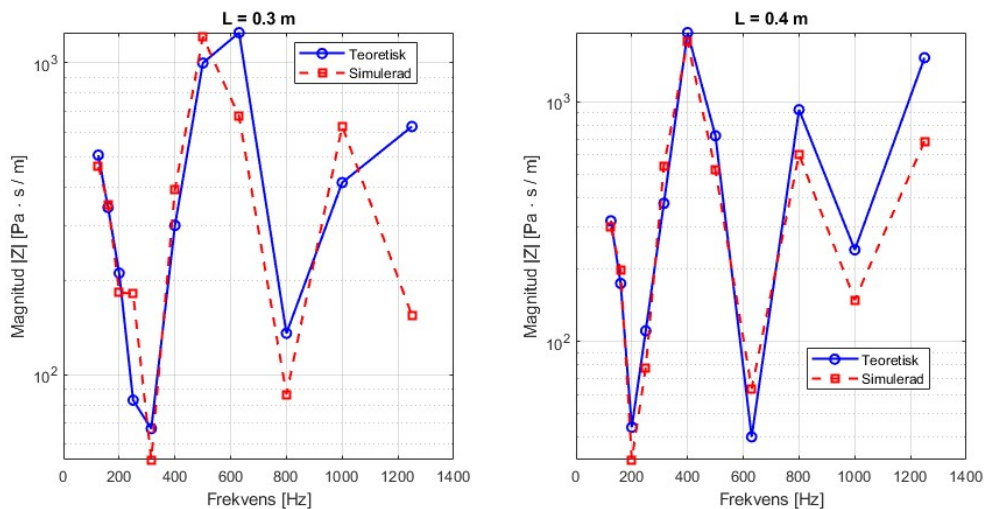
I fig.(5.1 – 5.5), som motsvarar de olika simulerade ODS mellan 100 mm till 1000 mm och deras ytimpedans, jämförs ytimpedans med teoretiska ytimpedans från kavitetsmodellen. Det kan observeras att de låga ODS har en god överensstämmelse med kavitetsmodellen medan fluktuationerna blir fler och större vid högre ODS. Det verkar vara god överensstämmelse då $0.1 \leq L \leq 0.5$ men vid $0.5 < L$ börjar det synas större skillnader. Detta är förväntat i enlighet med teorin angående att förhållandet $kL \ll 1$ blir svårare att uppfylla vid högre ODS och frekvenser. Vidare innebär den ökade luftvolymen en högre modal täthet, vilket förklarar varför fluktuationerna i impedanskurvan blir fler. Detta går att se exempelvis i figur 5.4 för $L = 0.8$ där 3D-modellens impedans inte upplever de sista 2-3 toppar och dalar som kavitetsmodellen gör. Ytimpedansen planar istället ut, vilket är ett tecken på hög modal täthet där de enskilda resonanserna börjar överlappa varandra och bildar ett mer diffust och dämpat impedansfält. Sammanfattningsvis visar resultaten att kavitetsmodellen är ett tillförlitligt verktyg för att prediktera de grundare systemen, medan 3D-modellen bättre fångar beteendet av de djupare systemen.

Ur ett rumsakustiskt perspektiv visar dessa resultat hur mycket plenumdjupet faktiskt styr hur absorbenten presterar i de låga frekvenserna. Vid ett litet ODS på 100–200 mm hamnar den första impedansdalen högt upp i frekvens. Det betyder i praktiken att undertaket inte gör särskilt mycket för att dämpa de låga frekvenserna, eftersom luftpartiklarna inte kan röra sig tillräckligt nära absorbentytan när det är för trångt bakom. När ODS istället ökar mot 1000 mm flyttas det effektiva området nedåt, vilket

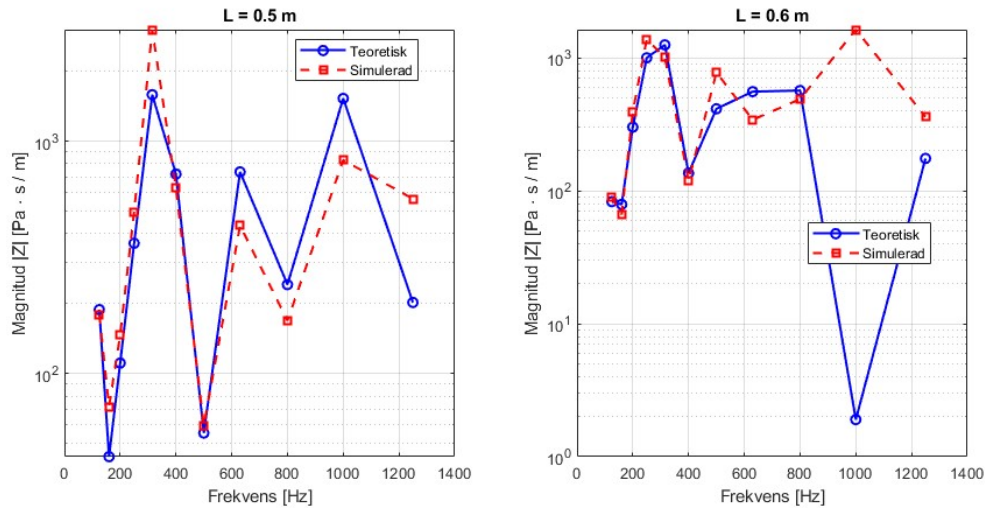
gör det möjligt att börja dämpa ut fler rumsmodeer och lågfrekvent ljud. Att 3D-modellen dessutom planar ut vid de djupare kavitetserna tyder på att man får en jämnare absorption över ett bredare område, snarare än bara vid specifika toppar. Det gör att 3D-modellen känns mer realistisk än den teoretiska för djupa system, eftersom den teoretiska kavitetsmodellen verkar svänga mycket och missar den dämpning som uppstår när modeer börjar överlappa varandra i ett stort plenum.



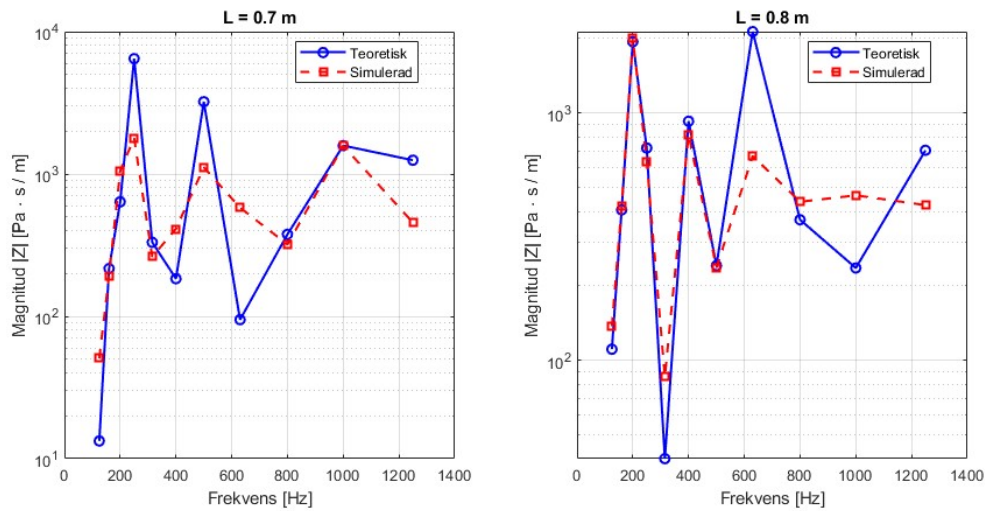
Figur 5.1: Jämförelse av ytimpedans mellan den teoretiska kavitetsmodellen och 3D-modellen för ODS 100 mm och 200 mm.



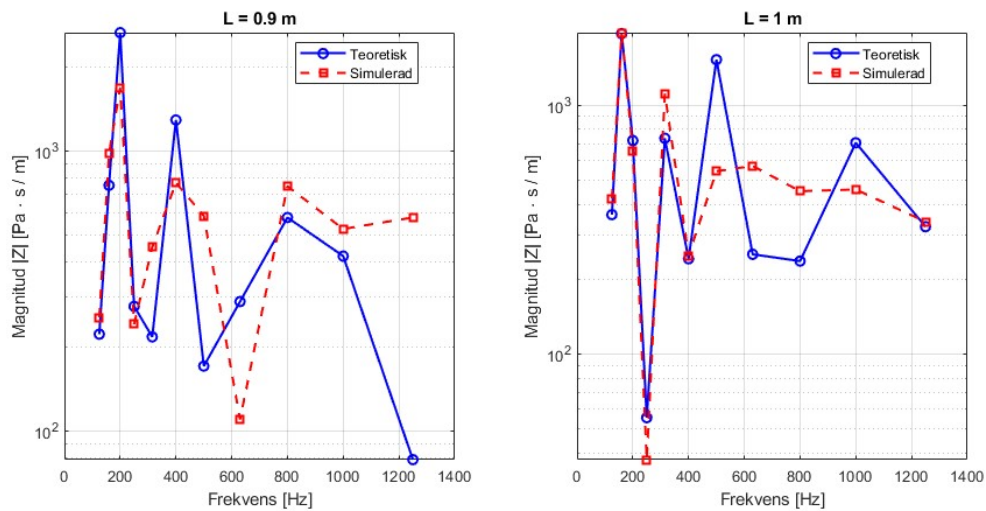
Figur 5.2: Jämförelse av ytimpedans mellan den teoretiska kavitetsmodellen och 3D-modellen för ODS 300 mm och 400 mm.



Figur 5.3: Jämförelse av ytimpedans mellan den teoretiska kavitetsmodellen och 3D-modellen för ODS 500 mm och 600 mm.



Figur 5.4: Jämförelse av ytimpedans mellan den teoretiska kavitetsmodellen och 3D-modellen för ODS 700 mm och 800 mm.

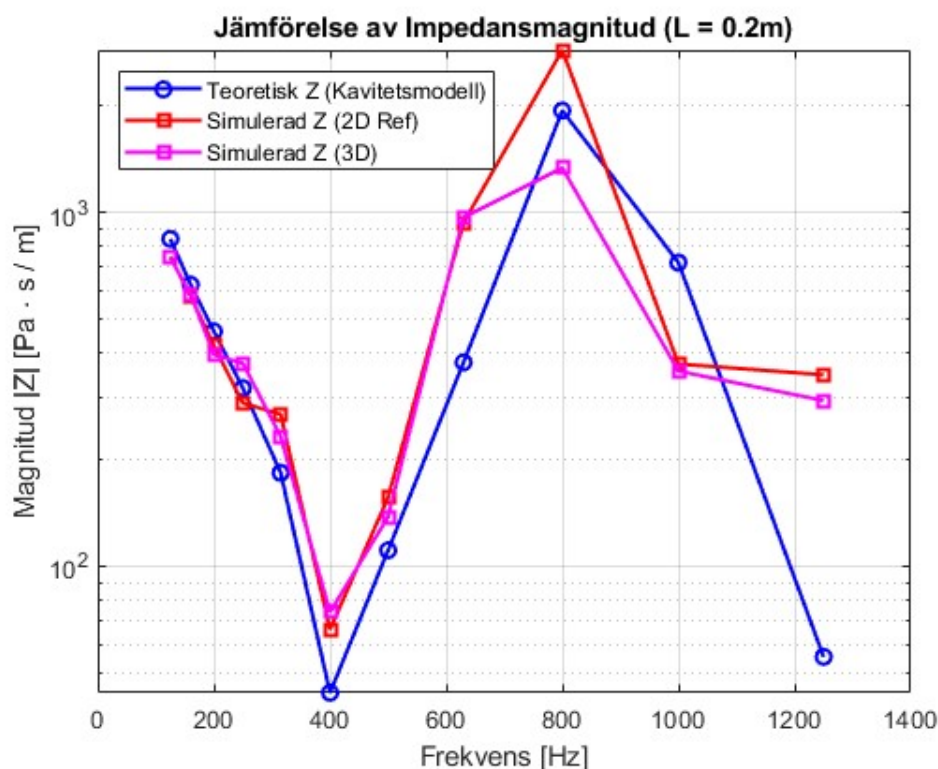


Figur 5.5: Jämförelse av ytimpedans mellan den teoretiska kavitetsmodellen och 3D-modellen för ODS 900 mm och 1000 mm.

5.2 Känslighetsanalys av modellparametrar

5.2.1 Känslighetsanalys för 2D-modellen

I syfte att spara beräkningstid genomfördes dessa tester i 2D med 200 mm plenum. För att säkerställa att resultaten är representativa för 3D-miljön utfördes först en referenssimulering. Som framgår av figur 5.6 uppvisar 2D-modellen ett snarlikt beteende som 3D-modellen, vilket bekräftar att känslighetsanalysen kan genomföras i 2D med bibehållen relevans. Både noden vid 400 Hz och resonanstoppen vid 800 Hz bibehålls, även om magnituderna skiljer sig något.



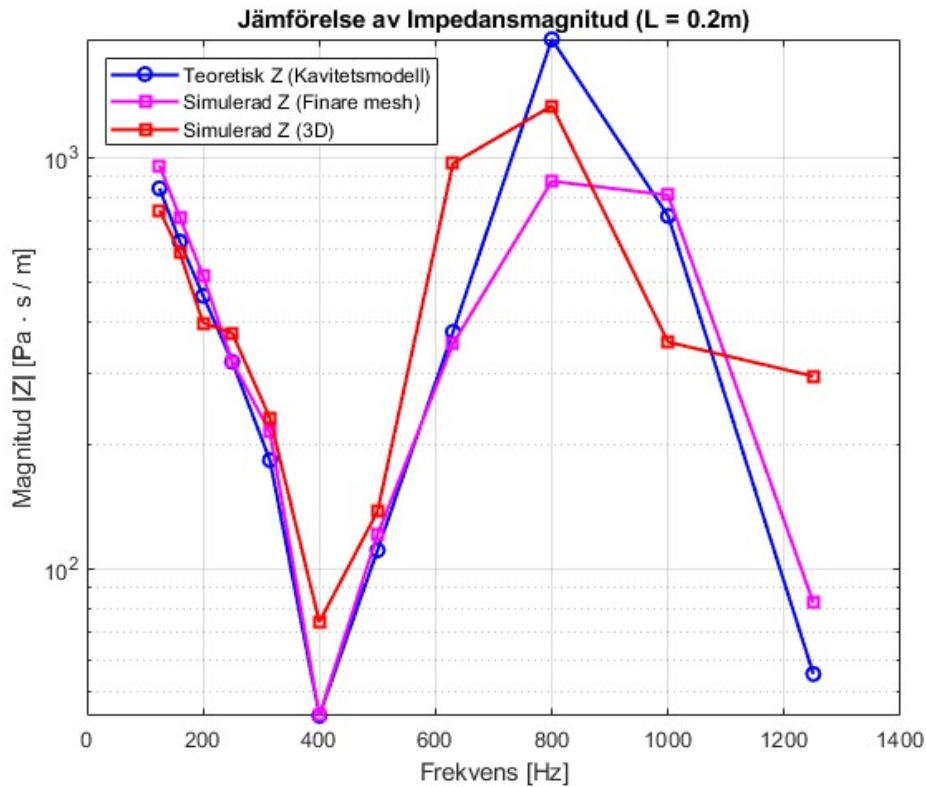
Figur 5.6: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och en 2D-referensmodell med 200 mm ODS.

5.2.1.1 Finare mesh

För att identifiera möjliga förbättringar av modellen genomfördes en studie gällande elementstorlek för absorbenten (som i de initiala 2D- och 3D-modellerna hade samma elementstorlek som luften). I 3D-modellen sattes elementstorleken till 0,0485 m utifrån kraven för ljudutbredning i luft, vilket innebär att absorbentens tjocklek på 0,04 m i praktiken endast bestod av ett elementlager i höjddled. För att undersöka om detta var tillräckligt för att fånga de akustiska förlustmekanismerna inuti materialet, utfördes en studie där antalet element i höjddled ökades genom att minska elementstorleken till 0,014 m, vilket motsvarar ungefär tre element i normalriktningen.

Efter att jämförbarheten mellan 2D och 3D fastställts kunde studien av mesh-optimering genomföras. I figur 5.7 presenteras resultaten av den reducerade elementstorleken (0,014 m). Den finare upplösningen ger positiva effekter på ytimpedansen, särskilt vid 400 Hz och 1250 Hz där kurvan bättre matchar kavitetsmodellens

teoretiska värden. Generellt observeras bättre trender på samtliga tersband, med undantag för 800 Hz. Förbättringen kan härledas till att en finare upplösning i normalriktningen tillåter modellen att mer precist beräkna hur nodtryck och partikelhastighet varierar genom materialet. Att toppar och dalar inte förskjuts i frekvens talar för att 3D-modellen är tillförlitlig, även om magnituderna är något felskattade.



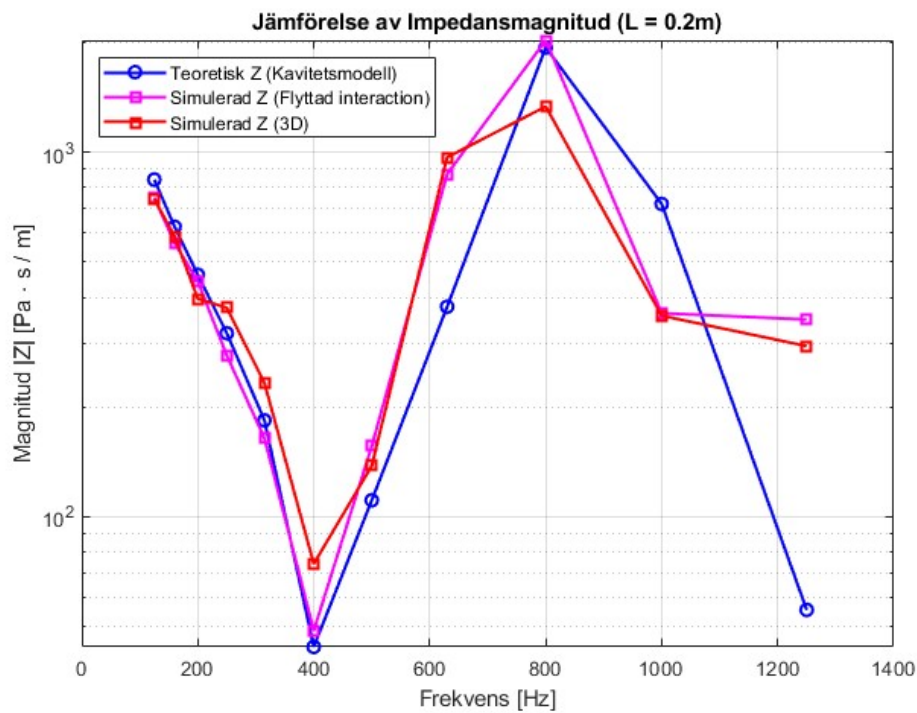
Figur 5.7: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 2D-modellen med finare mesh för ODS 200 mm.

5.2.1.2 Sändarkällans referenspunkt

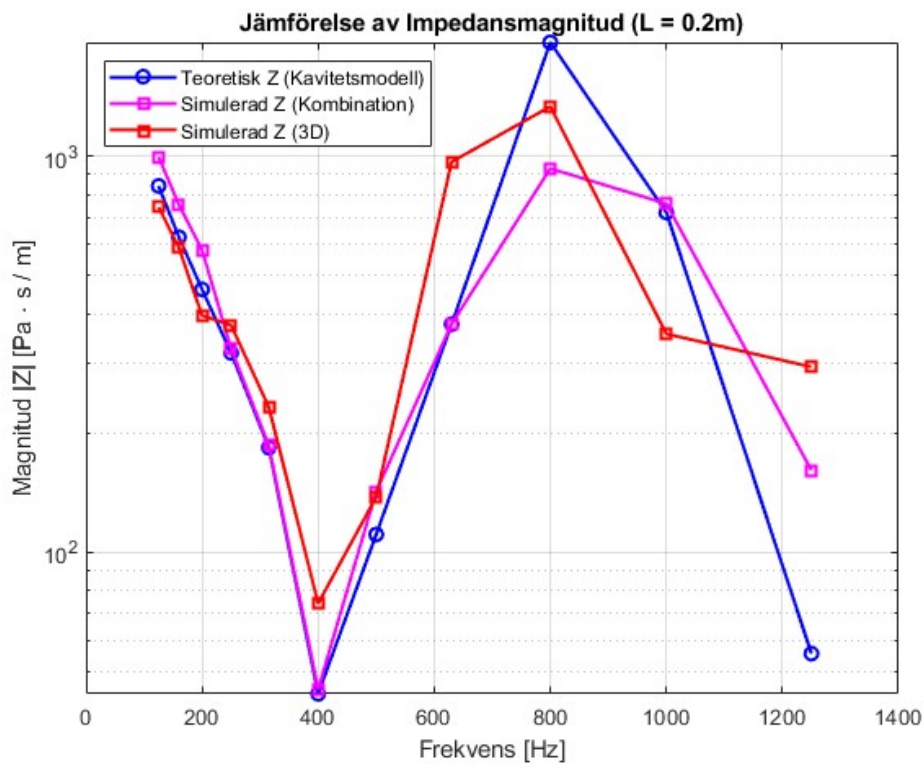
Utöver elementtätheten undersöktes inverkan av sändarkällans standoff-point, vilken definierar referenspunkten för källans ljudtryck (1 Pa). I tidigare kapitel var denna punkt placerad 2 dm under absorbenten, men i denna analys flyttades punkten till absorbentens nedre rand. Syftet var att utvärdera hur källans referensposition påverkar det resulterande ljudfältet och den beräknade ytimpedansen.

Resultaten från den flyttade standoff-point-positionen presenteras i figur 5.8. I det lågfrekventa området upp till 800 Hz stämmer grafen väl överens med kavitetsmodellen, medan inga större förändringar noteras i det högfrekventa området jämfört med 3D-modellen.

Slutligen testades ett kombinationsfall av de två förändringarna, se fig.(5.9). Resultaten visar att kombinationen av en finare mesh och en flyttad referenspunkt ger de mest framträdande förbättringarna över hela frekvensområdet.



Figur 5.8: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 2D-modellen med flyttad standoff-point för ODS 200 mm.



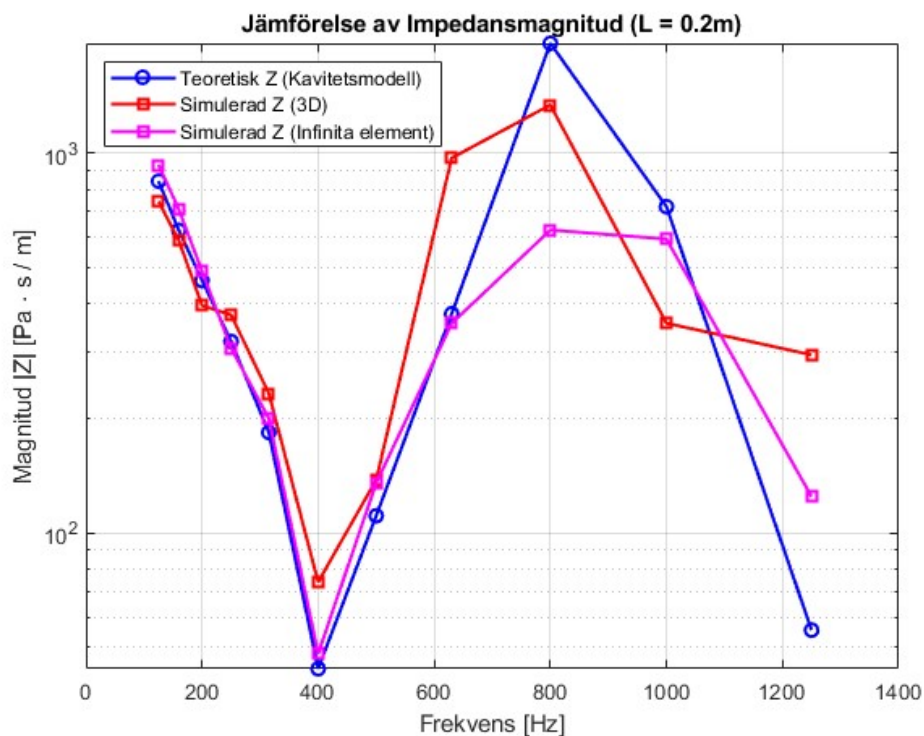
Figur 5.9: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 2D-modellen med kombination av finare mesh och flyttad standoff-point för ODS 200 mm.

5.2.1.3 Infinita element

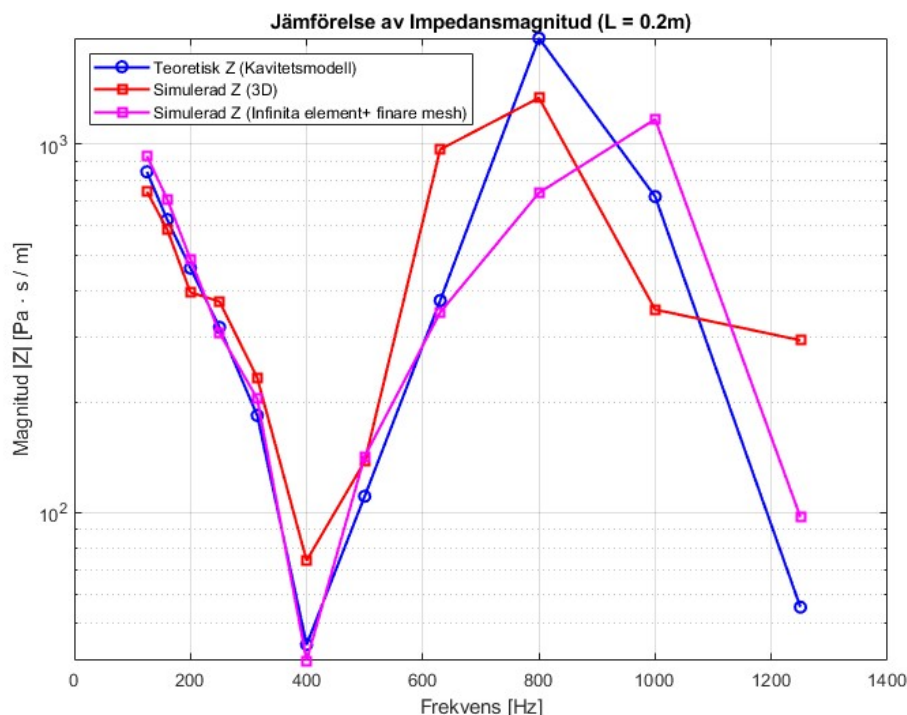
I abaqus finns funktionen att använda sig av infinita element. Dessa element agerar, precis som namnet antyder, som en oändlig rand vilket kan ses som att rummet blir oändligt stort eller som en öppen yta. De appliceras genom att användaren skapar en string (skin i 3D) som fungerar som en rand kring de bestämda rumsytorna. Dessa kan sedan modelleras till infinita sektioner med lufttegenskaper och sedan tilldelas infinita element. I praktiken innebär detta att på de ränder av rummet som dessa element appliceras på, kommer det inte att uppstå några reflektioner. Ambitionen och förhoppningen med att testa dessa element var att försöka göra rummet mer diffust och minimera de modala effekterna som ett volymetriskt begränsat rum utsätts för.

Initialt testades infinita element ensamt i 2D och jämfördes med kavitetsmodellen och 3D-modellen, se fig.(5.10). De infinita elementen verkar ge god effekt vid kvartsvågsresonansen på 400 Hz och ett generellt beteende som trendar likt kavitetsmodellen.

Vidare testades infinita element i kombination med flyttad standoff-point och en finare mesh, se fig.(5.11). Kombinationen verkar förskjuta halvstågsresonansen från 800 Hz till 1000 Hz jämfört med kavitetsmodellen vilket talar för att kombinationen av de tre metoderna inte ger ett mer pricksäkert akustiskt beteende gällande luftkaviteter.



Figur 5.10: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 2D-modellen med infinita element.



Figur 5.11: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 2D-modellen med kombination av finare mesh, flyttad standoff-point och infinita element för 200 mm ODS.

5.2.1.4 Slutsatser för 2D

Slutsatsen är att en finare mesh i absorbenten fungerar bättre för att fånga dämpningstrender mer korrekt, medan källans referensplacering primärt påverkar precisionen i låg- och mellanfrekvensområdet. De infinita elementen, likt den flyttad standoff-pointen, påverkar precisionen mestadels i de låg- och mellanfrekvensområdet. De metoder som gav mest lovande trender i sig själva var en finare mesh och infinita element där båda bibehöll kavitetsmodellens akustiska beteende gällande luftkaviteter samtidigt som vissa förbättringar kunde erhållas.

De olika kombinationsmöjligheterna gav varierade resultat men den mest framstående kombinationen var flyttad standoff-point och en finare mesh. Där bibehölls kavitetsmodellens beteende gällande kvart- och halvvågsresonanser men även mer liknande resultat i de lågfrekventa och högfrekventa området.

5.2.2 Känslighetsanalys för 3D-modellen

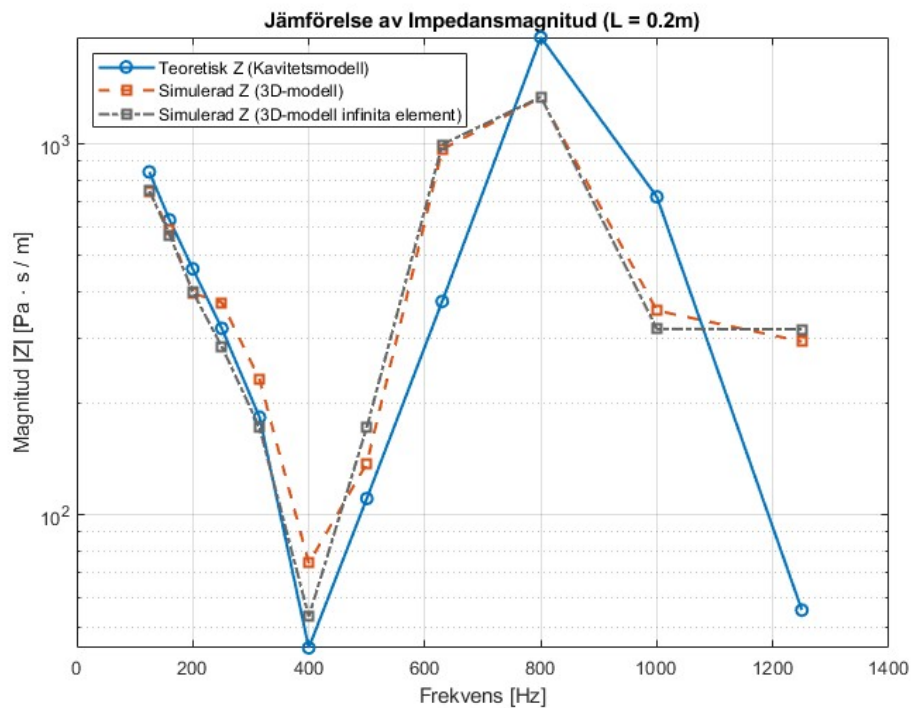
Den initiala ambitionen var att implementera den finare mesh-upplösningen i absorbenten även i 3D-modellen. Vid utvärdering visade det sig dock att ökningen från cirka 1,6 miljoner till 2,3 miljoner frihetsgrader (för $L = 1000$ mm) medförde betydande utmaningar gällande minnesallokering på beräkningsklustret (LUNARC) och orimliga beräkningstider. I kombination med de stora datafiler (ODB) som genererades, bedömdes en fullskalig 3D-analys med finare mesh inte vara genomförbar inom tidsramen för studien. Eftersom 2D-studien redan påvisat att den grövre meshen bibehöll korrekta akustiska trender, prioriterades undersökningen av infinita element i 3D för att istället adressera ljudfältets diffusitet. Denna undersökning genomfördes för

ODS 200, 500 och 1000 mm.

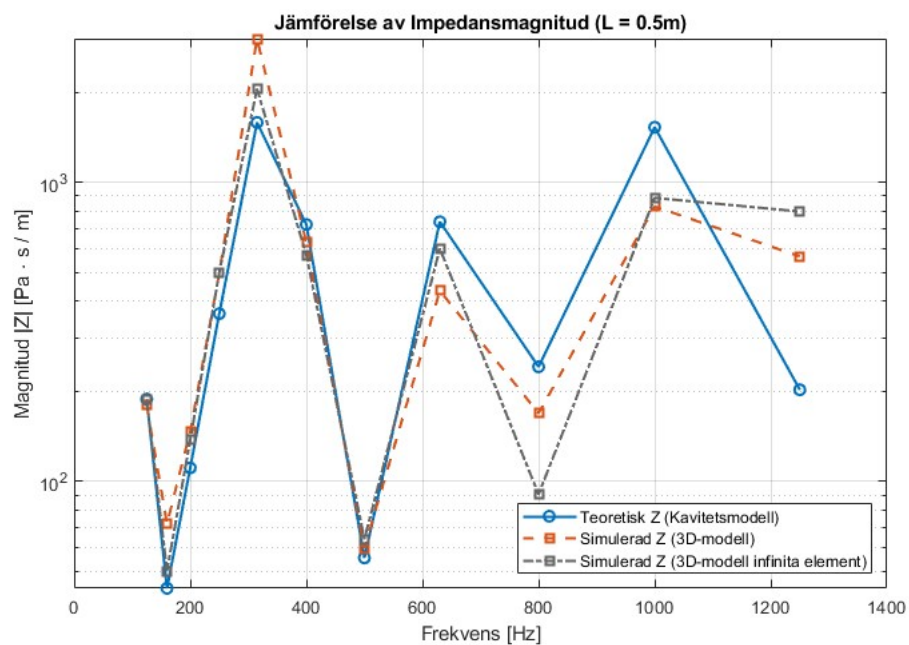
5.2.2.1 Ytimpedans

Resultaten av ytimpedanser presenteras i figurerna 5.12, 5.13 och 5.14. Vid en första anblick är det svårt att avgöra vilken metod som bäst modellerar rumsakustiken, då graferna för de olika ansatserna i stora drag överensstämmer. De följer samma övergripande beteende med endast mindre avvikelser i amplitud vid specifika resonanstoppar och dalar.

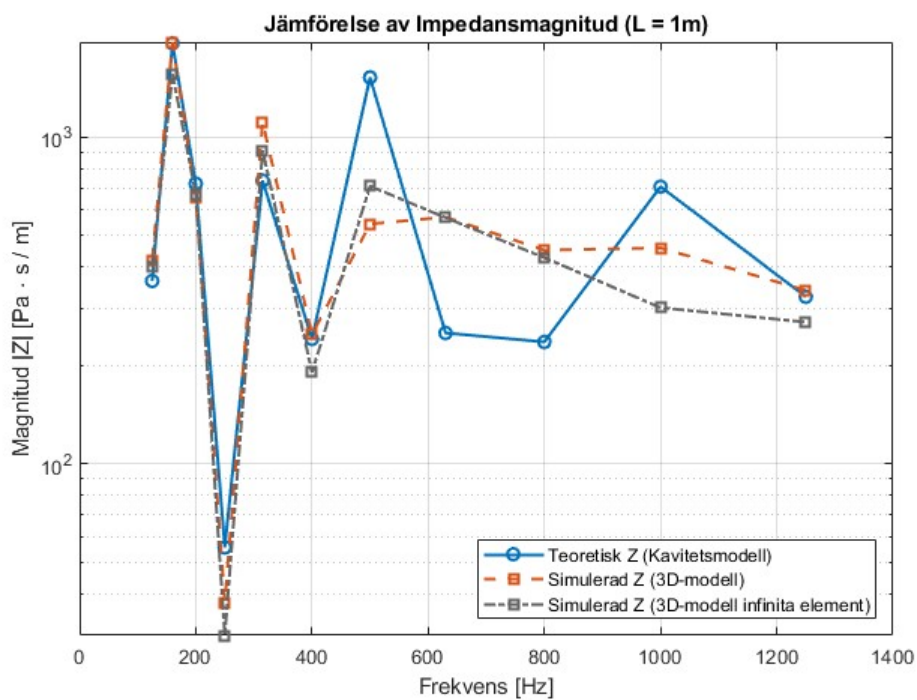
Ambitionen med att introducera infinita element var att undersöka om det modala beteendet i rumsvolymen kunde reduceras för att på så sätt erhålla ett stabilare excitationsfält. För att avgöra vilken modelleringsstrategi som är mest lämplig krävs därför en närmare utvärdering av hur de infinita elementen påverkar ljudfältets diffusitet. Denna analys fördjupas i avsnitt 5.2.2.2.



Figur 5.12: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 3D-modellen och infinita element för 200 mm ODS.



Figur 5.13: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 3D-modellen och infinita element för 500 mm ODS.



Figur 5.14: Jämförelse av ytimpedans mellan kavitetsmodellen, 3D-modellen och 3D-modellen och infinita element för 1000 mm ODS.

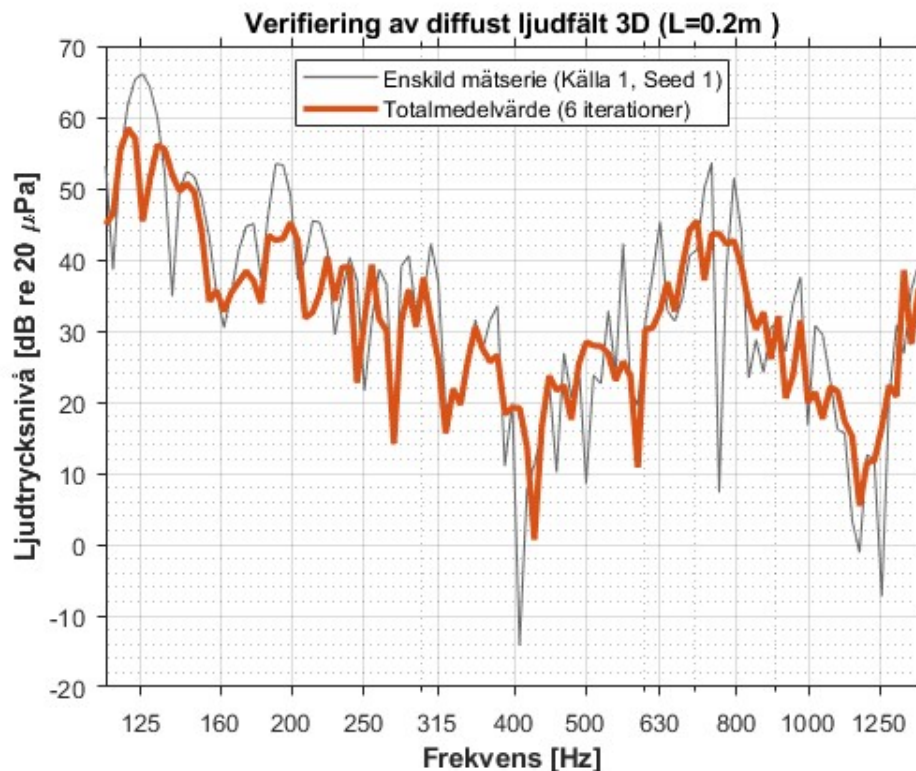
5.2.2.2 Diffust ljudfält

Den främsta egenskapen hos den ursprungliga 3D-modellen var de reflekterande ränderna, vilka medför att energin bevarades i rumsvolymen. Dessa ränder gav upphov till tydliga rumsmoder, vilket i sin tur motverkar ett diffust ljudfält där målsättningen var att samtliga frekvenser skulle exciteras jämnt. För att balansera detta medelvärdesbildades flera iterationer av olika källpositioner och seednummer (slumpmässiga incidentvågor). Ett tillvägagångssätt som syftar till att minska modalitetens påverkan och skapa en mer homogen ljudmiljö.

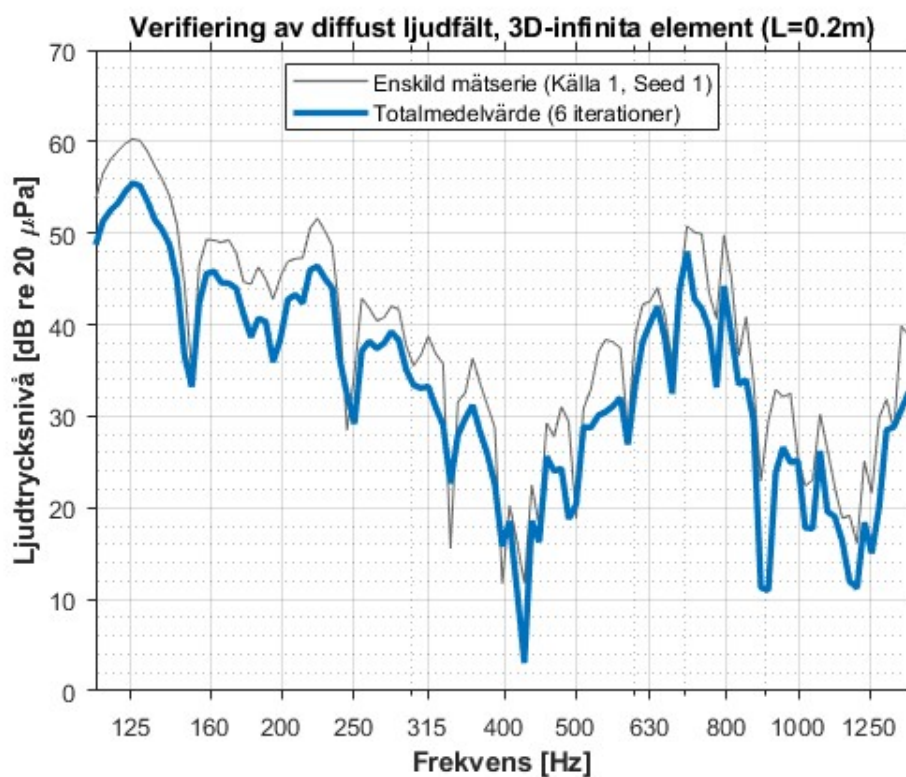
Ambitionen med de infinita elementen var att introducera rumsränder som utgör motsatsen till de reflekterande ytorna. Genom att simulera ytor som sträcker sig mot oändlighet tillåts ljudenergin lämna rummet, vilket i teorin borde dämpa de modala effekterna och eliminera de stående vågor som observerats i ursprungsmodellen. Värdena från dessa simulationer medelvärdesbildades på samma sätt som tidigare för att öka diffusiviteten i ljudfältet.

I fig.(5.15 – 5.20) nedan observeras skillnaderna mellan ursprungsmodellen och modellen med infinita element för de tre ODS 200- 500- och 1000 mm. Sammanfattningsvis visar jämförelsen mellan de olika plenumdjupen att effektiviteten hos respektive modelleringsstrategi är starkt kopplad till systemets geometri. För det grundaste fallet ($L = 0,2$ m) uppvisar modellen med infinita element en betydligt stabilare respons än ursprungsmodellen, med en enskild mätserie som ligger nära det beräknade medelvärdet. Detta tyder på att rumsmoderna här utgör den dominerande felkällan, och att elimineringen av rumsreflektioner med infinita element effektivt minskar behovet av den statistiska medelvärdesbildningen.

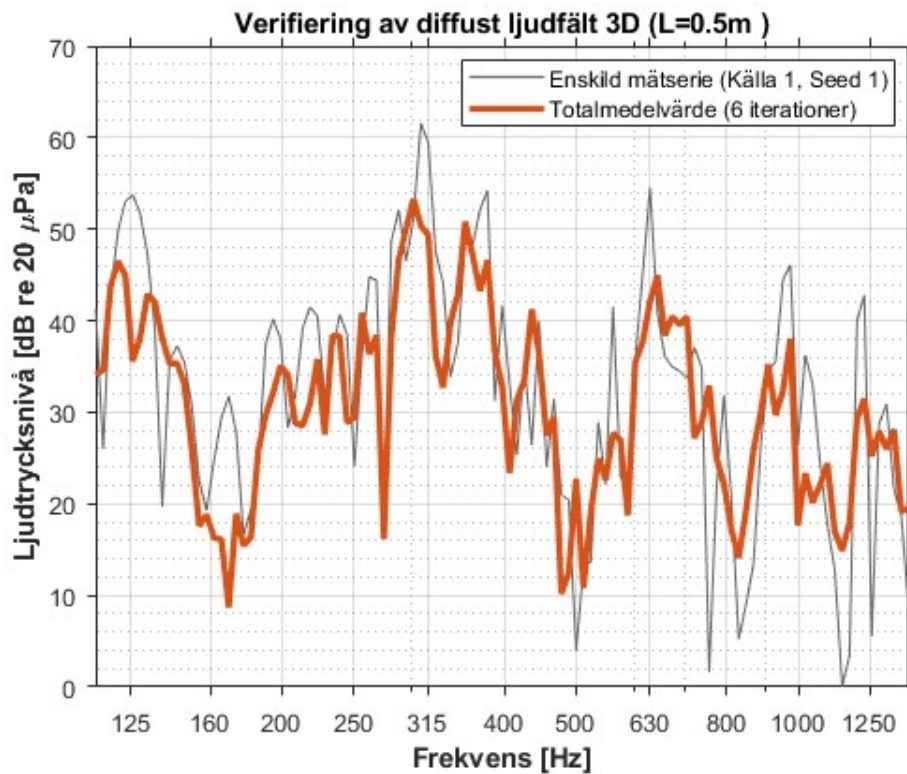
I takt med att plenumdjupet ökar till $L = 1,0$ m förändras dock förutsättningarna. Här blir istället moderna i plenumet mer dominerande, då de interna resonanserna i själva plenumvolymen blir påtagliga eftersom denna volymen nästan kan betraktas som ett eget rum. Vid dessa djup blir istället den statistiska medelvärdesbildningen det mest avgörande verktyget för att erhålla ett representativt ljudfält. Ursprungsmodellen, som bevarar energin i rummet genom sina reflekterande ränder, lyckas bättre tillsammans med medelvärdesbildningen generera ett ljudfält som efterliknar ett idealt diffust ljudfält. Slutsatsen blir därmed att medan infinita element kan vara fördelaktiga för grunda system så är den ursprungliga 3D-modellen med reflekterande ränder den mest robusta metoden för att hantera dessa komplexa rumsakustiska simulationer.



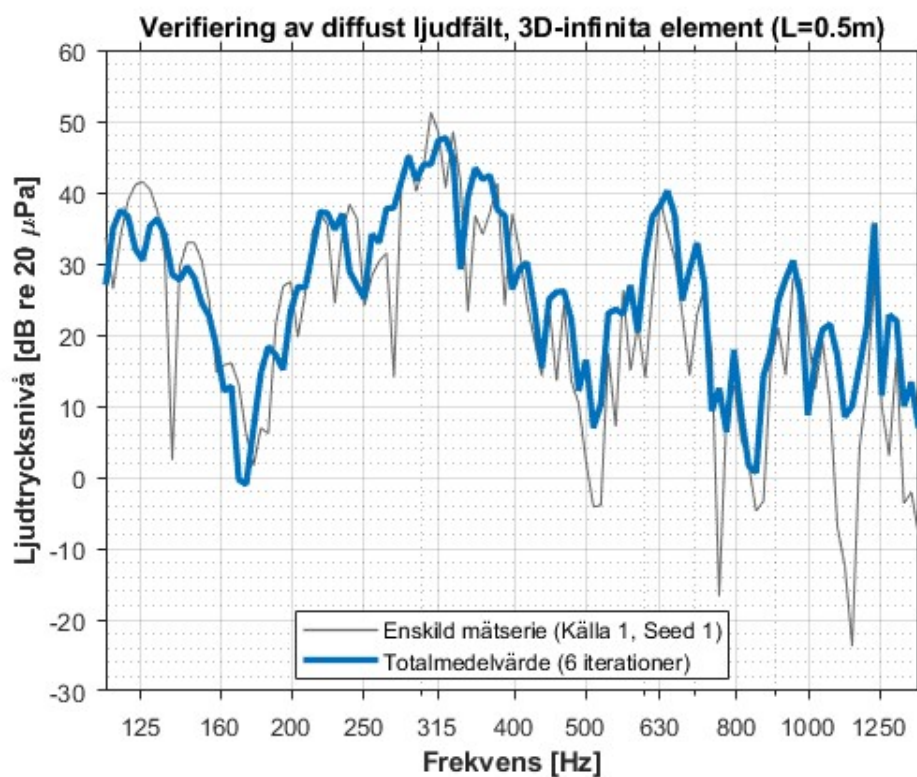
Figur 5.15: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med finita element för 200 mm ODS.



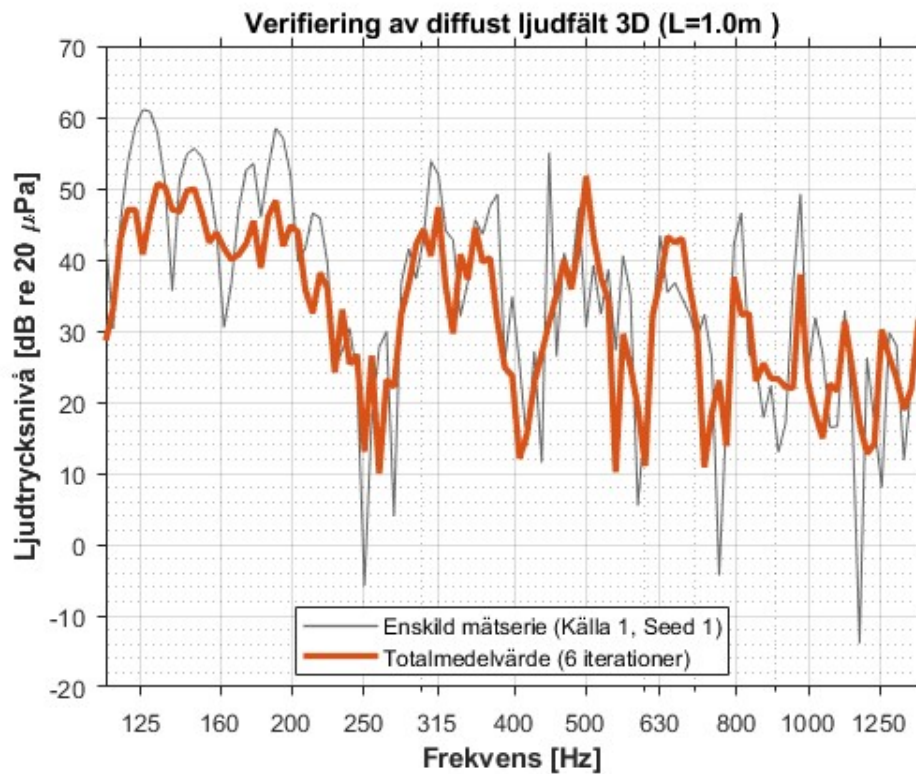
Figur 5.16: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med infinita element för 200 mm ODS.



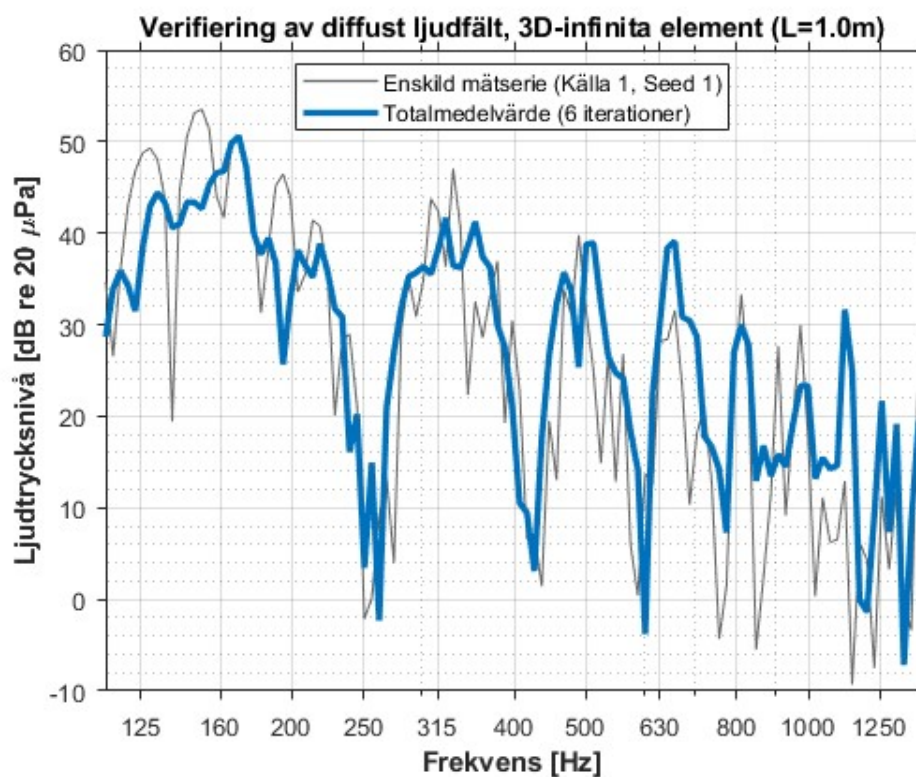
Figur 5.17: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med finita element för 500 mm ODS.



Figur 5.18: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med infinita element för 500 mm ODS.



Figur 5.19: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med finita element för 1000 mm ODS.



Figur 5.20: Jämförelse av enskild mätserie och medelvärdet av 6 iterationer för 3D-modellen med infinita element för 1000 mm ODS.

6 Diskussion och slutsats

Detta kapitel kopplar resultaten till rapportens delmål, sammanfattar studiens viktigaste slutsatser och ger en slutlig rekommendation för metodik gällande rumsakustiska FE-simulationer. Avslutningsvis ges förslag hur resultaten kan vidareutvecklas i framtida studier.

6.1 Slutsatser

6.1.1 Koppling till arbetets syfte och mål

- Beskriva kunskapsläget genom litteraturstudier.

Genom att analysera tidigare forskning på området kunde det fastställas att väldigt lite forskning har gjorts i detta specifika område inom rumsakustisk FE-modelleringar inom akustik har genomförts tidigare men inte för att modellera porösa absorbenter i gällande frekvensområden och med mål att kunna etablera ett akustiskt randvillkor för dessa absorbenter. Litteraturstudien har legat till grund för förståelsen av akustisk impedans, flödesresistivitet, diffusa ljudfält och hur porösa absorbenter klassificeras genom empiriska mätningar.

- Genomföra initiala studier av akustiska fenomen som uppstår i nedpendlade undertak genom analytiska studier och enkla modeller med FE-metoden.

Enkla FE-modeller skapades i 2D för att undersöka olika akustiska fenomen som uppstår vid numerisk modellering. Det uppdagades att modellens prestation var tungt beroende av modelleringsmetoder gällande materialmodeller, excitationsskällor och diffusering. Det konkluderades att 2D-modellen med relativt god förmåga approximerade rumsakustiska egenskaper och beteenden gällande porösa absorbenter.

- Att beskriva en metodik för att kunna utföra mer avancerade studier med FE-metoden.

Lärdomarna från 2D-modellen överfördes till en tredimensionell rumsvolym som modellerades för vidare studier. Med 3D-modellen tilläts studier med tredimensionell ljudutbredning vilket ger ett mer realistiskt ljudfält än för fallet i 2D. Genom att jämföra ytimpedanser för teoretiska kavitetsmodeller med olika plenumdjup och tillhörande 3D-modell kunde det fastställas att 3D-modellen stämmer väl överens med de olika kvart- och halv vågsresonanser som förväntas uppstå i ett plenumutrymme. Metodiken anses därför god för att approximerar mer avancerade rumsakustiska beteenden.

- Genom parameterstudier kunna beskriva akustiska fenomen som kan identifieras i akustiska luftkaviteter.

Genom de utförda parameterstudierna för ODS mellan 100 mm och 1000 mm har det fastställts att kavitetsmodellen var tillförlitlig för grundare system ($L \leq 0,5$ m), medan 3D-modellen var nödvändig för att fånga beteendet vid djupare plenum. Det viktigaste identifierade fenomenet var den ökade modala tätheten vid stora ODS; där den analytiska kavitetsmodellen fortsätter att fluktuera kraftigt, visade 3D-modellen istället hur resonanserna började överlappa och plana ut ytimpedansen. Studien visade även att ökat ODS flyttar absorbentens effektiva arbetsområde mot lägre frekvenser, vilket möjliggjorde dämpning av kritiska rumsmoder. Slutsatsen var att 3D-modellen gav en mer realistisk representation av djupa system då den tog hänsyn till den dämpning och komplex modalitet som uppstår i stora luftvolymmer.

- Att beskriva hur ett undertak med variabel ODS ska modelleras som ett randvillkor i en rumsakustisk simulering.

Studien har visat att vid stora plenumdjup räcker det inte med enklare modeller för att generera ett stabilt randvillkor, detta gäller särskilt vid större ODS där $L \geq 0,5$ m. Istället rekommenderas en metodik där en tredimensionell modell används tillsammans med en statistisk medelvärdesbildning av flera sändarpositioner. Detta tillvägagångssätt minimerar påverkan av de specifika rumsmoderna men behåller energin i rummet, vilket skapar ett mer realistiskt och diffust ljudfält. Slutsatsen är att denna metodik ger det mest robusta randvillkoret för vidare rumsakustiska simuleringar, särskilt när det rör sig om stora installationsdjup. Ytimpedanser etablerades för ODS 100-1000 mm och presenterades i Bilaga B.

6.1.2 Begränsande faktorer med 3D-akustisk FE-modellering

Tidigare kapitel behandlade modellen i 2D, tillika två rumsliga dimensioner i x- och y-riktning. Med en area på $17,64\text{ m}^2$, för plenumdjupet 200 mm, och elementstorlek på $0,0161\text{ m}$ erhöles ett totalt antal frihetsgrader till ca. 68 000 med en simuleringstid runt 20 minuter. Detta var fullt hanterbart men problem uppdagades vid övergången till 3D, alltså tre rumsliga dimensioner i x- y- och z-riktning.

3D-modellen hade en volym på $141,12\text{ m}^3$ i geometrin med 200 mm plenum. Om samma elementstorlek användes som i 2D hade det gett upphov till ca 33,8 miljoner frihetsgrader, vilket är en otroligt stor och tung modell som blir komplicerad även vid användning av superdatorer såsom LUNARC. För kunna genomföra beräkningar i 3D behövdes därför avgränsningar tillämpas i detta stadiet av arbetet. Genom att reducera frekvensområdet som studien utfördes i från en övre gräns på 3550 till 1410 kunden antalet frihetsgrader reduceras ner från 38 miljoner till 2 miljoner, vilket sparade mycket datorkapacitet och simuleringstid. Detta val kunde göras eftersom att det var mer intressant att analysera absorbenten under 1600 Hz, då de agerar fullt absorberande vid dessa frekvenser och uppåt.

Vidare etablerades att det kunde bibehållas erforderlig upplösning även med fem element per våglängd, i kontrast till vad teorin föranleder med sex element per våglängd. Detta fungerade bra i simuleringar vilket ytterligare reducerade totala antalet element till 1,2 miljoner.

Med en plenumdjup på 1000 mm ökade volymen på 3D-modellen från $141,12\text{ m}^3$ till $179,52\text{ m}^3$ och således blev antalet frihetsgrader i modellen ca. 1,6 miljoner. Detta

var fullt acceptabelt och rimligt att beräkna med hjälp utav en superdator såsom LUNARC. En simulering genomfördes på ca. 18 timmar och totalt genomfördes 6 simulationer för varje plenumhöjd, vilket ytterligare poängterar att dessa typer av optimeringar var yttersta vikt för att bespara tid.

6.1.3 Metodikens tillförlitlighet

Även om ambitionen var att uppnå ett teoretiskt diffust ljudfält kvarstår modala effekter i rumsvolymen. Trots detta uppvisar modellen god förmåga att fånga de rumsakustiska beteenden som förväntas av luftkaviteter, och de beräknade ytimpedanserna för absorbenten bedöms ge verklighetsförankrade värden. Att hävda att modellen exakt återspeglar verkligheten vore inte en rättvis bedömning, men den bedöms ge goda approximationer för hur ett ljudfält agerar vid variabla plenumdjup.

6.1.4 Slutliga modelleringsval

Att modellera tredimensionella rum i kommersiella FE-program är fullt möjligt men kräver en del kunskaper inom modellering. Exempelvis gjordes en del implementationer genom att ändra explicit i input-filer som inte var möjliga att ändra i Abaqus/CAE. Baserat på studiens resultat ges härmed en rekommendation för hur rumsakustiska beräkningar för ett godtyckligt tredimensionellt rum kan genomföras i Abaqus:

Genom att modellera två luftvolymerna med ett mellanliggande skikt av en porös absorbent kan komplexa akustiska beteenden utvärderas. Samtliga simuleringar i denna studie genomfördes vid rumstemperatur och normalt atmosfärstryck.

Dämpning: Luftvolymerna bör tilldelas en grunddämpning (Volumetric Drag) på $63 \text{ Pa} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ för att reducera de kraftigaste resonanserna. Detta värde har i studien identifierats som en rimlig approximation av den dämpning som naturligt uppstår i fysiska rum genom förluster vid rumsgränser och skarvar.

Materialmodell: Johnson-Champoux-Allard (JCA) bör användas för att modellera den porösa absorbenten som ett ekvivalent poröst medium. Modellen, som baseras på frekvensberoende komplex densitet och bulkmodul, bedömdes bäst reflektera verkliga absorbenters beteende.

Diskretisering: Elementstorleken bör väljas för att uppfylla kravet på minst fem element per våglängd ($\lambda/5$) för det aktuella frekvensområdet. I denna studie användes en storlek på 0,0485 m, vilket gav en god balans mellan upplösning och beräkningstid.

Excitering: En *Acoustic Interaction* som excitationsskälla visade sig mest lovande. Genom att använda stokastiska incidentvågor med varierande seed-nummer och sändarpositioner kan resultaten medelvärdesbildas. Detta är ett nödvändigt steg för att reducera inverkan av enskilda rumsmoder och närma sig ett diffust excitationssfält.

6.1.5 Praktiska tillämpningar

Genom studien har ytimpedanser för centerfrekvenser i intervallet 125–1250 Hz och för plenumdjup mellan 100–1000 mm etablerats. Dessa data, som presenteras i tabellform i Bilaga B, är tänkta att fungera som realistiska randvillkor i framtida rumsakustiska simuleringar.

I praktisk projektering innebär detta att akustiker kan frångå förenklade antaganden och istället applicera frekvensberoende impedansvärden som tar hänsyn till de specifika fenomen som uppstår i djupa plenumutrymmen. Detta möjliggör en mer precis dimensionering av ljudabsorption i låga frekvenser, vilket är kritiskt för att säkerställa god ljudmiljö och kontrollera rumsmoder i moderna byggnadskonstruktioner med stora installationsutrymmen.

6.2 Framtida studier

Arbetet har lagt en grund för numerisk modellering av djupa undertakssystem, men har även identifierat flera områden där vidare forskning är nödvändig:

- **Utveckling av diffusa ljudfält:** För framtida studier vore det av intresse att vidare undersöka metoder för att etablera ett mer idealiskt diffust ljudfält i den virtuella miljön. Detta skulle kunna innefatta en mer komplex utformning av fysiska diffusorer i rumsvolymen, alternativt framtagandet av särskilda randvillkor för rumsytorna med syfte att ytterligare reducera inverkan av enskilda rumsmoder.
- **Inverkan av installationer i plenum:** En ursprunglig ambition i detta arbete var att studera hur diffuserande objekt i plenumutrymmet, såsom ventilationskanaler och andra installationer, påverkar ytimpedansen och ljudfältet. Att inkludera dessa geometrier i framtida FE-modeller vore värdefullt för att öka modellens likhet med verkliga byggnadskonstruktioner.
- **Empirisk validering:** Avslutningsvis vore en omfattande empirisk studie värdefull för att säkerställa att de numeriska resultaten från denna studie överensstämmer med fysiska mätningar i efterklangsrum. En sådan validering är ett naturligt nästa steg för att fullt ut kunna implementera metodiken i branschpraxis.

Litteratur

- [1] Michael Möser. *Engineering Acoustics: An Introduction to Noise Control*. 2. utg. Berlin, Heidelberg: Springer, 2009. ISBN: 978-3-540-92723-5. DOI: 10.1007/978-3-540-92723-5.
- [2] M. Vorländer H. Kuttruff. *Room Acoustics*. 7. utg. CRC Press, 2024. DOI: 10.1201/9781003389873.
- [3] H.P. Wallin U. Carlsson M. Åbom H. Bodén R. Glav. *Sound and Vibration*. 6. utg. KTH, 2014.
- [4] A. Söderberg. “Mätning av ljudabsorption av Ecophonskivor med stor nedpendling”. I: *MOTOR-projekt, WSP* (2015).
- [5] O. Flodén, J. Negreira, K. Persson och G. Sandberg. “The effect of modelling acoustic media in cavities of lightweight buildings on the transmission of structural vibrations”. I: *Engineering Structures* 83 (2015), s. 7–16. ISSN: 0141-0296. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2014.10.037>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0141029614006427>.
- [6] José M. Carcione. “Chapter 7 - Biot theory for porous media”. I: *Wave Fields in Real Media (Fourth Edition)*. Utg. av José M. Carcione. Fourth Edition. Elsevier, 2022, s. 329–511. ISBN: 978-0-323-98343-3. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-32-398343-3.00016-7>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780323983433000167>.
- [7] Luc Jaouen, Emmanuel Gourdon och Philippe Glé. “Estimation of all six parameters of Johnson-Champoux-Allard-Lafarge model for acoustical porous materials from impedance tube measurements”. I: *The Journal of the Acoustical Society of America* 148.4 (okt. 2020), s. 1998–2005. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/10.0002162. eprint: https://pubs.aip.org/asa/jasa/article-pdf/148/4/1998/15344674/1998_1_online.pdf. URL: <https://doi.org/10.1121/10.0002162>.
- [8] International Organization for Standardization. *Acoustics – Measurement of sound absorption in a reverberation room*. Adopted as European standard EN ISO 354:2003 and Swedish standard SS-EN ISO 354. Geneva, 2003.

Bilaga A

Beräkning av komplex densitet- och bulkmodul

```
1 %% JCA model -> Complex density and bulk modulus for Abaqus
2 % Generates tables for:
3 % *ACOUSTIC MEDIUM, COMPLEX BULK MODULUS
4 % *ACOUSTIC MEDIUM, COMPLEX DENSITY
5
6 clear; clc;
7
8 %% Material parameters
9 sigma = 63000;      % Airflow resistivity [Pa s/m^2]
10 phi = 0.96;        % Porosity [-]
11 alpha_inf = 1.02;   % Tortuosity [-]
12 Lambda = 52e-6;     % Viscous characteristic length [m]
13 Lambda_p = 61e-6;   % Thermal characteristic length [m]
14
15 %% Air properties
16 rho0 = 1.21;        % Air density [kg/m^3]
17 mu = 1.84e-5;       % Dynamic viscosity [Pa s]
18 p0 = 101325;        % Atmospheric pressure [Pa]
19 gamma = 1.4;        % Heat capacity ratio [-]
20 Pr = 0.71;          % Prandtl number [-]
21
22 %% Frequency range
23 f = (112:10:3550)';
24 omega = 2*pi*f;
25
26 %% Dynamic density (Johnson model)
27 term_rho = 1 + 1i*(4*alpha_inf^2*mu*rho0.*omega) ./ ...
28             (sigma^2*phi^2*Lambda^2);
29
30 rho_tilde = rho0*alpha_inf .* ...
31             (1 + (sigma*phi) ./ (1i*omega*rho0*alpha_inf) .* sqrt(term_rho));
32
33 %% Dynamic bulk modulus (Champoux-Allard model)
34 term_th = 1 + 1i*(Pr*rho0.*omega*Lambda_p^2) ./ (16*mu);
35
36 Fth = 1 + (8*mu) ./ (1i*omega*rho0*Pr*Lambda_p^2) .* sqrt(term_th);
37
38 K_tilde = (gamma*p0) ./ (gamma - (gamma-1)./Fth);
39
40 %% Print Abaqus material definition
41 fprintf('*Material, name=ABS_JCA\n');
```

```

42
43 fprintf('*Acoustic Medium, COMPLEX BULK MODULUS\n');
44 for i = 1:length(f)
45     fprintf('%.6e, %.6e, %.1f\n', real(K_tilde(i)), imag(K_tilde(i)), f(i));
46 end
47
48 fprintf('*Acoustic Medium, COMPLEX DENSITY\n');
49 for i = 1:length(f)
50     fprintf('%.6e, %.6e, %.1f\n', real(rho_tilde(i)), imag(rho_tilde(i)),
        ↪ f(i));
51 end

```

Bilaga B

Tabellerade ytimpedanser för variabel ODS

Tabell B.1: Ytimpedans Z_s för plenumdjup $L \in \{100, 200, 300\}$ mm.

Frekvens (Hz)	Plenumdjup L (mm)		
	$L = 100$	$L = 200$	$L = 300$
125	$41.9 + 1405.2i$	$43.9 + 743.7i$	$42.9 + 463.8i$
160	$48.6 + 1110.9i$	$38.0 + 586.1i$	$29.4 + 350.8i$
200	$18.6 + 833.3i$	$17.3 + 396.0i$	$20.0 + 182.4i$
250	$141.5 + 677.2i$	$93.2 + 362.6i$	$64.8 + 170.0i$
315	$80.8 + 529.8i$	$75.5 + 220.0i$	$45.5 - 27.9i$
400	$28.8 + 375.3i$	$45.5 + 58.6i$	$98.6 - 380.7i$
500	$25.2 + 270.8i$	$44.5 - 130.4i$	$1140.9 - 409.5i$
630	$22.2 + 156.5i$	$117.9 - 961.6i$	$304.6 + 601.0i$
800	$28.3 + 6.7i$	$1236.5 + 507.1i$	$73.4 + 45.6i$
1000	$44.4 - 228.5i$	$100.7 + 341.5i$	$441.4 + 445.3i$
1250	$1471.3 - 30.5i$	$292.3 - 30.4i$	$132.1 + 80.8i$

Tabell B.2: Ytimpedans Z_s för plenumdjup $L \in \{400, 500, 600, 700\}$ mm.

Frekvens (Hz)	Plenumdjup L (mm)			
	$L = 400$	$L = 500$	$L = 600$	$L = 700$
125	$41.5 + 296.3i$	$40.3 + 174.6i$	$44.6 + 77.3i$	$41.9 - 28.5i$
160	$22.5 + 196.6i$	$18.2 + 69.8i$	$41.0 - 52.1i$	$30.3 - 190.0i$
200	$23.4 + 22.0i$	$33.3 - 142.8i$	$50.3 - 389.9i$	$223.6 - 1030.2i$
250	$63.2 - 45.3i$	$127.2 - 479.5i$	$990.4 - 951.6i$	$1609.0 + 782.4i$
315	$110.4 - 527.8i$	$2846.2 + 997.8i$	$245.0 + 978.3i$	$88.0 + 247.0i$
400	$1774.9 + 155.0i$	$125.6 + 615.7i$	$87.4 + 80.5i$	$110.5 - 396.7i$
500	$104.4 + 507.7i$	$59.5 - 4.5i$	$699.1 - 334.8i$	$1004.8 + 481.6i$
630	$62.1 - 13.0i$	$432.4 + 27.4i$	$167.9 + 297.2i$	$551.8 - 178.8i$
800	$588.8 + 128.5i$	$145.2 + 86.1i$	$477.4 - 101.5i$	$316.8 + 45.3i$
1000	$146.9 + 25.2i$	$819.5 + 123.5i$	$1542.9 + 513.3i$	$1570.9 + 135.6i$
1250	$378.4 + 569.7i$	$493.4 + 273.8i$	$349.6 - 81.1i$	$414.8 + 188.6i$

Tabell B.3: Ytimpedans Z_s för plenumdjup $L \in \{800, 900, 1000\}$ mm.

Frekvens (Hz)	Plenumdjup L (mm)		
	$L = 800$	$L = 900$	$L = 1000$
125	$48.0 - 128.6i$	$60.7 - 246.9i$	$93.9 - 409.6i$
160	$57.3 - 416.6i$	$268.9 - 943.4i$	$1610.6 - 1113.6i$
200	$2001.6 - 32.7i$	$1231.4 + 1141.1i$	$121.9 + 644.4i$
250	$83.8 + 631.0i$	$37.9 + 237.6i$	$33.9 + 16.3i$
315	$83.0 - 21.2i$	$141.4 - 430.4i$	$1113.0 + 5.7i$
400	$812.3 - 89.4i$	$638.7 + 428.5i$	$107.7 + 224.1i$
500	$49.4 + 231.5i$	$563.7 - 159.6i$	$540.1 + 53.1i$
630	$539.6 + 397.2i$	$90.5 + 62.0i$	$484.8 + 299.8i$
800	$297.5 + 320.7i$	$735.4 - 133.1i$	$435.7 + 117.7i$
1000	$304.6 + 350.6i$	$394.3 + 348.1i$	$359.0 + 285.0i$
1250	$417.4 - 74.4i$	$538.0 + 211.7i$	$310.2 + 139.4i$