

Numerisk beregning av lavfrekvent lydtransmisjon gjennom vegger.

Sammenlikning av måledata og beregninger.

Ståle Engvik Ellingsen

Bygg- og miljøteknikk

Innlevert: juni 2014

Hovedveileder: Anders Homb, BAT

Medveileder: Finn Løvholt, NGI

Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet
Institutt for bygg, anlegg og transport



Oppgavens tittel: Numerisk beregning av lavfrekvent lydtransmisjon gjennom vegger. Sammenlikning av måledata og beregninger.	Dato: 09.06.2014		
	Antall sider (inkl. bilag): 184		
	Masteroppgave	X	Prosjektoppgave
Navn: Ståle Engvik Ellingsen			
Faglærer/veileder: Anders Homb, NTNU			
Eventuelle eksterne faglige kontakter/veiledere: Finn Løvholt, NGI			

Lavfrekvent lyd fra kampfly, militære øvelser og sprengninger brer seg effektivt over store avstander og kan oppfattes langt unna kilden. I tillegg til innendørs støy genererer slike lydkilder skrangle- og knirkelyder (eng. "rattling") og vibrasjoner i gulv, vegger og tak. Det innvendige lavfrekvente lydtrykket fra luftlydstransmisjon er den dominerende drivkraften for gulvvibrasjoner i typiske norske trehus. Dermed vil tiltak som øker den lavfrekvente lydisolasjonen gi reduserte gulvvibrasjoner i tillegg til en reduksjon i lavfrekvent innendørs lydnivå.

En litteraturundersøkelse viser at det analytiske teorigrunnlaget for dobbeltveggers lavfrekvente lydisolasjon og tidligere arbeider på dette området er begrenset. Det er funnet svært få publikasjoner som tar for seg dobbeltveggers lydisolasjon ved hjelp av elementmetodeberegninger og de få som gjør det har ikke sett på det stivhetsstyrte området ved svært lave frekvenser.

Laboratoriemålinger av åtte ulike veggkonstruksjoner viser at den målte lydisolasjonen i stor grad styres av laboratoriets rommoder. I veggens ikke-resonante frekvensområde styrer også veggens egenfrekvenser lydtransmisjonen. Tilfeller hvor veggens egenfrekvenser sammenfaller med rommodene viser at svekkelsen i lydisolasjonen blir større når disse kobler.

Den lavfrekvente lydtransmisjonen er forsøkt redusert ved å øke veggstivheten med påførede tynnplateprofiler med et åpent tverrsnitt, montert både stående og liggende. Det er også montert liggende akustikkprofiler for å redusere koblingsstivheten mellom veggene. Med liggende tynnplateprofiler blir den stivhetsstyrte isolasjonen dårligere, mens den er uendret når de er montert stående. Manglende torsjonsstivhet som følge av det åpne tverrsnittet er mest sannsynlig årsaken til dette. Tynnplate- og akustikkprofilene gir lik lydisolasjon i frekvensene opp til 50 Hz-båndet, mens tynnplateprofilen faktisk gir større reduksjon i frekvensene over dette.

Tre vegger er modellert i elementmetodeprogrammet COMSOL Multiphysics og toveiskoblingen mellom luft og struktur er inkludert med pakken Acoustic-Soild Interaction. Beregningene gjort for 10-100 Hz og både lydtrykk og veggvibrasjoner er sammenliknet med målinger. Det oppnådd bra samsvar med målingene i frekvensdomenet og modellen kan brukes for å estimere effekten av lydisolasjonstiltak. På grunn av ekstremalavvik særlig ved dykk stemmer resultatene bedre i smalband enn i 1/3-oktaver.

Beregninger med analytiske formler viser at også disse gir et forholdsvis godt overordnet samsvar. Avviket er noe stort i stivhetsstyrte område, men her er målingene i stor grad påvirket av rommodene. Det tas ikke hensyn til rommodene i de analytiske formlene, slik den numeriske modellen gjør.

Stikkord:

1. Lydtransmisjon
2. Numerisk modell
3. Lavfrekvent
4. Laboratoriemålinger

Sammendrag

Lavfrekvent lyd fra kampfly, militære øvelser og sprengninger brer seg effektivt over store avstander og kan oppfattes langt unna kilden. I tillegg til innendørs støy genererer slike lydkilder skrangle- og knirkelyder (*eng. "rattling"*) og vibrasjoner i gulv, vegger og tak. Det innvendige lavfrekvente lydtrykket fra luftlydstransmisjon er den dominerende drivkraften for gulvvibrasjoner i typiske norske trehus. Dermed vil tiltak som øker den lavfrekvente lydisolasjonen gi reduserte gulvvibrasjoner i tillegg til en reduksjon i lavfrekvent innendørs lydnivå.

En litteraturundersøkelse viser at det analytiske teorigrunlaget for dobbeltveggers lavfrekvente lydisolasjon og tidligere arbeider på dette området er begrenset. Det er funnet svært få publikasjoner som tar for seg dobbeltveggers lydisolasjon ved hjelp av elementmetodeberegninger og de få som gjør det har ikke sett på det stivhetsstyrte området ved svært lavfrekvenser.

I denne oppgaven er åtte vegger laboratoriemålt, med fem ulike veggkonstruksjoner og tre forskjellige vinduer montert i samme veggkonstruksjon. Den lavfrekvente lydtransmisjonen er forsøkt redusert ved å øke veggstivheten med påfôrede tynnplateprofiler med et åpent tverrsnitt, montert både stående og liggende. Det er også montert liggende akustikkprofiler for å redusere koblingsstivheten mellom veggssidene. Måledata for liknende vegger fra en tidligere måleserie er også benyttet.

Målingene viser at laboratoriets rommoder har stor påvirkning på veggens lydtransmisjon, men at også veggens egenfrekvenser er styrende for lydisolasjonen i det stivhetsstyrte frekvensområdet. Sammenfallende rommoder og egenfrekvenser antyder at effekten er større når disse kobler.

Som en basisvegg er det benyttet et 48x148 mm bindingsverk i tre med utvendig kledning av 9 mm gips og innvendig kledning av 15 mm liggende trepanel med not og fjær. Lydisolasjonens forløp stemmer bra med hva som skisseres i litteraturen. Isolasjonen avtar med økende frekvens i området under og rundt veggens egenfrekvenser, mens den øker i frekvensene over dette. I 1/3-oktaver er det også et tydelig dykk som passer med typisk forløp rundt veggens hulromsresonans. I smalbånd er ikke denne synlig ved en enkeltfrekvens, men det kan se ut til at effekten er "smurt" over flere frekvenser. Det er også mulig at rommodene overstyrer hulromsresonansen.

Basisveggenes innfestingsstivhet er økt ved å endre veggens innfesting i laboratoriet fra én til to skruer c/c 60 cm. Dette endrer ikke veggens egenfrekvenser og gir en bedring på omtrent 2 dB i lydisolasjonen for nesten alle 1/3-oktavnåbandene over 100 Hz.

Liggende akustikk- og tynnplateprofiler gir samme lydisolasjon i frekvensene opp til 50 Hz-båndet, mens tynnplateprofilene faktisk resulterer i bedre isolasjon i frekvensene over dette. Med de liggende akustikk- og tynnplateprofilene svekkes den stivhetsstyrte lydisolasjonen, mens den er uendret når profilene monteres stående. Målingene viser at både lydtransmisjonen og vibrasjonsoverføringen i koblingen mellom veggssidene reduseres betraktelig i frekvensene over 70 Hz med akustikk- og tynnplateprofiler montert. Det åpne tverrsnittet er en mulig årsak til hvorfor isolasjonen ved de laveste frekvensene ikke økes med tynnplateprofilene montert og lukkede tverrsnitt foreslås som et mulig bedre tiltak for å øke isolasjonen i dette frekvensområdet.

Målingene viser at vinduene påvirker lydisolasjonen i alle frekvensene over 16 Hz-båndet og at en vinduskonstruksjon bestående av to vinduer med separate karmen har mye høyere lydreduksjon enn enkle vinduer. Effekten av vinduene er størst ved høye frekvenser.

Tre vegger er modellert i elementmetodeprogrammet *COMSOL Multiphysics* og toveiskoblingen mellom luft og struktur er inkludert med pakken *Acoustic-Soild Interaction*. Veggens faktiske oppbygging er modellert, i motsetning til det meste av tidligere arbeider hvor veggkonstruksjonene forenkles som fritt opplagte isotrope eller ortotrope plater. I denne rapporten er beregningene gjort for 10-100 Hz og er sammenliknet med målinger også i stivhetsstyrt område, noe som ikke er funnet i andre publikasjoner. Mens de fleste tidligere publikasjoner kun ser på lydtrykket tar dette arbeidet også for seg veggvibrasjonene.

Den faktiske høytaleren er ikke forsøkt modellert og en plan bølgeavstråler med avstrålt lydtrykk på 1 Pa ved kildeflaten i alle frekvenser er brukt som lydkilde. På grunn av forskjellen mellom lydkilden i beregning og måling er lydtrykk og vibrasjoner angitt relativt til lydtrykket i senderrommets hjørnemikrofon og en grunnleggende antakelse er at både akustikken og strukturmeknikken er lineær. Treverket er angitt som isotropt og tynnplateprofilene som massive tverrsnitt med ekvivalent stivhet og masse. Veggens innfesting i laboratoriet og koblingen mellom de ulike konstruksjonsdelene er modellert som flatefjærer med frekvensuavhengig hysteressedempning og fjærstivhet.

Med disse forenklingene er det oppnådd bra samsvar mellom beregninger og målinger for både lydtrykk og veggvibrasjoner i frekvensdomenet og det viser seg at veggens innfesting i laboratoriet er bedre representert med fjær og demper enn med fritt opplegg. Frekvensavhengig dempning, anisotropt treverk og modellering av tynnplateprofilenes faktiske geometri med for eksempel plateelementer trekkes frem som mulige tiltak for å forbedre modellens samsvar ytterligere.

Kledningen av liggende trepanel med not og fjær er modellert på tre ulike måter; som en isotrop plate, med frie kanter mellom panelbordene og med panelbordene koblet sammen med fritt opplegg. Best samsvar er oppnådd når panelet tilnærmes som én hel plate.

Mobilitetsmålinger med punkteksitasjon for en stender i bindingsverket uten kledningen montert viser at disse oppfører seg tilnærmet som fritt opplagt. Stenderne er derfor fritt opplagte i beregningsmodellen.

Sammenlikning mellom målinger og beregninger viser at modellen kan brukes til å estimere effekten av lydisolasjonstiltak. På grunn av ekstremalavvik særlig ved dykk stemmer resultatene bedre i smalbånd enn i 1/3-oktaver.

Beregninger med analytiske formler viser at også disse gir et forholdsvis godt overordnet samsvar. Avviket er noe stort i stivhetsstyrt område, men her er målingene i stor grad påvirket av rommodene. Det tas ikke hensyn til rommodene i de analytiske formlene, slik den numeriske modellen gjør.

Summary

Low frequency noise from fighter aircrafts, military training and explosions spread over vast areas and are audible far away from the source. In addition to indoor noise, these sound sources generate rattling and vibrations in floors, walls and ceilings. For typical Norwegian dwellings the low frequency indoor sound pressure is the dominating driving force that induces the floor vibrations. Thus, countermeasures that increase the low frequency sound insulation will reduce both the floor vibrations and the corresponding sound pressure level indoors at low frequencies.

A literature review has shown that the analytical theory and earlier work regarding the low frequency sound insulation of double walls is somewhat limited. Very few of the reviewed publications address the sound reduction of double walls using finite element calculations, and the few that do address this do not look at the stiffness-controlled frequency region at very low frequencies.

Laboratory measurements are done for eight walls, including five different wall constructions and three windows mounted in the same wall. Sheet metal studs with an open cross section are mounted on the wall frame in an attempt to decrease the low frequency sound transmission by increasing the wall stiffness. The studs are mounted both vertically and horizontally. Resilient channels are also mounted horizontally to reduce the coupling stiffness between the wall leaves. Data for similar walls from earlier measurements are also used.

The measurements show that the laboratory's room modes have a great influence on the sound transmission through the wall. The wall's eigenfrequencies also control the sound insulation in the stiffness-controlled frequency region. Coinciding room modes and eigenfrequencies show that coupling further enhances the effect.

A 48x148 mm wood frame wall with outer cladding of 9 mm gypsum boards and inner cladding of 15 mm horizontal wood panels with tongue and groove is used as a reference wall. The measured sound insulation corresponds to the general curves given in the literature. It decreases with increasing frequency for frequencies up to the wall's eigenfrequencies. Above this region it increases with frequency and in the 1/3 octave bands a clear dip corresponds to the typical trend around the wall cavity resonance. In narrow bands this resonance is not visible in one distinct frequency, but it seems to be smeared out instead. It is also possible that the room modes override the cavity resonance.

The stiffness of the reference wall's mounting is increased by fastening it using two screws instead of one c/c 60 cm. This does not alter the wall's eigenfrequencies, but it results in a 2 dB increase in the sound insulation for most of the third octave bands above 100 Hz.

When the resilient channels and metal studs are mounted horizontally, the effect on the sound insulation is the same in the frequencies up to the 50 Hz band. Above this frequency the metal studs actually give a larger increase in the insulation than the resilient channels. The stiffness-controlled insulation is reduced with horizontal mounting while vertically mounted metal studs give no alteration in the insulation of this frequency region. The measurements show that the resilient channels and metal studs offer considerable reductions in both the sound transmission and the wall vibration transmission through the wall leaf connections in the frequencies above 70 Hz. The open cross section is a possible reason as to why the metal studs do not increase the sound insulation at the lowest

frequencies, and a closed cross section is proposed as a better countermeasure for this frequency region.

The measurements show that the windows affect the sound insulation in all frequencies above the 16 Hz band and that a window construction consisting of two windows with separate frames results in a much higher reduction than single a frame window. The effect proves to be larger at high frequencies.

Three walls are modeled in the finite element program *COMSOL Multiphysics* and the *Acoustic-Solid Interaction* package includes the two-way coupling between the air and the structure. The actual wall structure is modeled, in contrast to most preceding work where the walls are simplified as isotropic or orthotropic plates. In this report calculations are done for the frequencies 10-100 Hz, and these calculations are also compared to the measurements in the stiffness-controlled region. The wall vibrations are also addressed. Most of the publications found in the literature review do not look at wall vibrations and none of them treat the stiffness-controlled region.

The sound source is modeled as a plane wave radiator with a radiated sound pressure of 1 Pa at the source's surface in all frequencies instead of modeling the actual loudspeaker. Sound pressures and wall vibrations are given relative to the sound pressure in the sending room's corner microphone due to the difference in the modeled and actual sound source. This is done based on the assumption that both the acoustics and structural dynamics are linear. The wood is simplified as isotropic and the metal stud as a massive cross section with an equivalent mass and stiffness. The wall's laboratory mounting and the connection between the construction parts are modeled as surface springs with a frequency independent hysteresis damping and spring stiffness.

With these simplifications in place, a good agreement between the measured and calculated sound pressures and wall vibrations in the frequency domain is obtained. It is also shown that a better consistency between calculations and measurements is achieved when the wall mounting in the laboratory is modeled as elastic springs instead of simple supports. Frequency dependent damping, anisotropic wood and modeling the actual geometry of the metal studs e.g. using plate elements are presented as possible actions for further improvement in the correlation between the measured and calculated results.

The wood panel wall cladding with tongue and groove is modeled in three different ways: as an isotropic plate, with free edges between the panel boards and the panel boards connected with hinges. The best agreement is obtained when the panel is modeled as one solid plate.

Measuring the point excitation mobility of a stud in the wall frame without the cladding mounted shows that the studs behave approximately like they are simply supported, and the stud mounting is approximated as simple supports in the model.

A comparison between the measured and calculated sound insulation shows that the model is suitable for estimating the effect of different countermeasures to improve the sound insulation. The calculations' correspondence with the measurements is better in narrow bands than third octaves due to exaggerated dips that sum up in the third octave bands.

The calculated sound insulation using analytical formulas also shows a reasonable general agreement with the measurements. The deviation in the stiffness-controlled insulation is rather large, but in this frequency region the room modes greatly affect the measurements. Unlike the numerical model, the analytical expressions do not include these modes.

Forord

Denne rapporten er besvarelsen i faget *TBA 4905 Bygnings- og materialteknikk, masteroppgave* våren 2014 ved Institutt for bygg, anlegg og transport, Fakultet for ingeniørvitenskap og teknologi ved Norges teknisk-naturvitenskaplige universitet, NTNU. Arbeidet utgjør 30 studiepoeng.

Rapporten er skrevet i samarbeid med NGI som en del av et pågående forskningprosjekt sammen med Brekke & Strand Akustikk AS på oppdrag fra Forsvarsbygg.

Jeg vil rette en spesielt stor takk til veileder Finn Løvholt for tett og verdifull oppfølging. Finn har vært en svært viktig faglig støttespiller så vel som en god motivator gjennom hele prosjektløpet. Jeg vil også takke Karin Norén-Cosgriff og Christian Madshus ved NGI, Arild Brekke ved Brekke & Strand Akustikk AS og faglærer Anders Homb, professor II ved Institutt for bygg, anlegg og transport, NTNU, for hjelp og nyttige innspill underveis. Karin har stått for mye av behandlingen av rådata fra målingene (blant annet fft og medianfiltrering) og hennes arbeid har vært helt essensielt for gjennomføringen av prosjektet.

Halvard Høilund-Kaupang ved SINTEF Byggforsk har gjort det mulig å gjennomføre målingene ved stille SINTEF Byggforsks lydtransmisjonslaboratorium til disposisjon. SINTEF har gjennomført standard lydisolasjonsmålinger for veggkonstruksjonene og han har gitt fri tilgang til deres måleresultater. Målingene er gjennomført i samarbeid med Klaus Tronstad ved NGI og med hans målekunnskap og -erfaring har gjennomføringen gått så å si knirkefritt.

Utarbeidelsen av den numeriske modellen er i stor grad basert på NGIs tidligere arbeid i prosjektet.

Ståle Engvik Ellingsen,

Oslo, 9 . juni 2014

Innhold

Sammendrag	i
Summary	iii
Forord	v
Symbolliste	xi
1 Innledning	1
2 Leserveiledning	1
3 Litteraturundersøkelse	2
3.1 $f > f_0$: Resonant vegg og hulrom	4
3.2 $f_0 > f > f_1$: Massestyrt område	5
3.3 $f < f_1$: Stivhetsstyrt område	8
3.4 Støy fra kampfly	11
3.5 Akustikkprofiler	12
4 Laboratoriemålinger, SINTEF Byggforsk	14
4.1 Måleoppsett	14
4.2 Rommoder	17
4.3 Vegger uten vindu	18
4.3.1 Vegg 1: Basisvegg	18
4.3.2 Vegg 2: Effekt av vegginnfesting	23
4.3.3 Vegg 3: Effekt av liggende akustikkprofiler	28
4.3.4 Vegg 4: Effekt av liggende tynnplateprofiler	33
4.3.5 Vegg 5: Effekt av stående tynnplateprofiler	38
4.4 Vegger med vindu	43
4.4.1 Vegg 6, 7 og 8	43
4.5 Stendermåling	46
4.6 Diskusjon	48
4.7 Oppsummering	53

5	Modellering og beregning	54
5.1	Lydfelt	54
5.2	Lydkilde	55
5.3	Struktur	56
5.4	Toveiskobling mellom struktur og lydfelt	57
5.5	Harde laboratorievegger	57
5.6	Numerisk metode og diskretisering	58
5.7	Koblinger	59
5.8	Gitterforfiningstest	60
5.9	Vegg 1 2013	62
5.9.1	Materialdata og fjærer	63
5.9.2	Effekt av material- og fjærdemping, 10-40 Hz	65
5.9.3	Vegginnfesting, 10-40 Hz	67
5.9.4	Vegginnfesting, 10-100 Hz	71
5.9.5	Fjær mellom kledning og stender, 10-100 Hz	74
5.9.6	Sammenlikning med tidligere arbeid	83
5.9.7	Oppsummering	88
5.10	Vegg 2 2014	89
5.10.1	Materialdata og fjærer	89
5.10.2	Stenderinnfesting og elastisitetsmodul, 10-40 Hz	91
5.10.3	Vegginnfesting, 10-40 Hz	94
5.10.4	Panelstivhet, 10-40 Hz	96
5.10.5	Fjær mellom panel og bindingsverk, 10-40 Hz	97
5.10.6	Panelstivhet, 10-100 Hz	99
5.10.7	Fjærer mellom panel og bindingsverk, 10-100 Hz	103
5.10.8	Vegginnfesting, 10-100 Hz	105
5.10.9	Fjærdempning, 10-100 Hz	108
5.10.10	Sammenlikning av måleresultater og beste modell	113
5.11	Vegg 5 2014	116
5.11.1	Materialdata og fjærer	117
5.11.2	Vegginnfesting, 10-40 Hz	119
5.11.3	Stivhet tynnplateprofil, 10-100 Hz	120
5.11.4	Stivhet finérplate, 10-100 Hz	122
5.11.5	Panelinnfesting ved randen, 10-100 Hz	123
5.11.6	Fjærstivhet mellom tynnplateprofil og bindingsverk, 10-100 Hz . . .	126

5.11.7 Fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, 10-100 Hz	128
5.11.8 Fjærstivhet mellom gipsplate og kryssfinér, 10-100 Hz	133
5.11.9 Sammenlikning av måleresultater og beste modell	138
5.12 Effekt av tiltak ved vegg 5	142
5.13 Sammenlikning med analytiske formler	144
5.14 Diskusjon	146
6 Feilkilder	148
6.1 Målinger	148
6.2 FEM	149
7 Oppsummering og konklusjon	151
8 Videre arbeid	152
Referanser	153
Vedlegg A: Oppgavetekst	I
Vedlegg B: Målte veggkonstruksjoner 2013	II
Vedlegg C: Utstysrliste	III
Vedlegg D: SINTEFs målinger	IV
Vedlegg E: Gitterforfiningstest	VI
E.1 Monolittiske koblinger mellom gipsplate og stender	VI
E.2 Flatefjær i koblinger mellom gipsplate og stender	VIII
Vedlegg F: Vegg 1 2013: Avvik ved M1 og M2	XI
Vedlegg G: Konvergens	XIV
Vedlegg H: Vegg 1 2013: Sammenlikning for beste modell	XIV
Vedlegg I: Vegg 2 2014: Sammenlikning for beste modell	XIV
Vedlegg J: Vegg 5 2014: Fritt opplegg langs panelrand	XIV
Vedlegg K: Vegg 5 2014: Sammenlikning for beste modell	XIV

Symbolliste

Δx	Forskyvning [m]
ΔX_{maks}	Største elementstørrelse for diskretisering i COMSOL [m]
ΔX_{min}	Minste elementstørrelse for diskretisering i COMSOL [m]
δ	Nedbøyning [m]
ϵ	Tøyning [m]
η	Tapsfaktor, hysterese demping [-]
λ	Bølgelengde [m]
λ_B	Bøyningsbølgelengde [m]
\mathbf{n}	Enhetsnormalvektor
ν	Poisson-tall [-]
ω	Vinkelfrekvens [rad/s]
ϕ	Vinkel for lydinnfall [rad]/[°]
ϕ_l	Øvre vinkel for lydinnfall [rad]/[°]
ρ_0	Luftdensitet [kg/m ³]
σ	Strålingsfaktor [-]
σ	Strømningsmotstand [Pa·s/m ³]
θ	Porøsitet [-]
A_p	Veggareal [m ²]
B	Bøyestivhet, EI [Nm ²]
c	Lydhastighet [m/s]
c_0	Lydhastighet i luft [m/s]
C_M	Mekanisk kompleans [m ² /N]
D	Platestivhet ($= \frac{EI}{1-\nu^2}$) [Nm ²]
d	Hulromsdybde, [m]
E	Elastisitetsmodul [N/m ²]
f	Frekvens [Hz]
f_0	Hulromsresonans [Hz]
f_d	Knekkfrekvens for en dobbeltveggs lydreduksjon [Hz]

f_g	Grensefrekvens [Hz]
I	Annet arealmoment [m^4]
j	Imaginær enhet ($=\sqrt{-1}$)
k	Bølgetall [$/\text{m}$]
m	Masse per flateenhet [kg/m^2]
R_ϕ	Lydreduksjon, avhengig av innfallsvinkel ϕ [dB]
R_d	Lydreduksjon, diffusfelt [dB]
R_M	Massestyrt lydreduksjon [dB]
s	Fjærstivhet per flateenhet [N/m^3]
s	Strukturfaktor [-]

1 Innledning

Lavfrekvent lyd fra kampfly, militære øvelser og sprengninger brer seg effektivt over store avstander og kan oppfattes langt unna kilden. I tillegg til innendørs støy genererer slike lydkilder skrangle- og knirkelyder (*eng. "rattling"*) og vibrasjoner i gulv, vegger og tak. Løvholt et al. (2011) identifiserer det innvendige lavfrekvente lydtrykket fra luftlyds-transmisjon som den dominerende drivkraften for gulvvibrasjoner i typiske norske trehus. Dermed vil tiltak som øker den lavfrekvente lydisolasjonen gi reduserte gulvvibrasjoner i tillegg til en reduksjon i lavfrekvent innendørs lydnivå.

I dette arbeidet er en numerisk modell brukt for å se på ulike veggers lydtransmisjon ved svært lave frekvenser, hovedsaklig i frekvensområdet 10-100 Hz. Koblingen mellom lydtrykksfeltet og veggens strukturdynamikk er behandlet ved hjelp av elementmetoden (*FEM*). Formålet med beregningene er å tallfeste lydisolasjonen for en standardvegg og en vegg som er utformet for økt lavfrekvent lydisolasjon.

Elementmetodeprogrammet *COMSOL Multiphysics* er brukt til å regne på lydreduksjonen til veggkonstruksjoner laboratoriemålt i 2013 (NGI, 2013a) og 2014. Veggvibrasjoner og lydtrykk i sender- og mottakerrom er beregnet i frekvensdomenet ved hjelp av modulen *Acoustic-Solid Interaction* som kobler lydutbredelse i luft til vibrasjoner i vegg (*COMSOL, 2013*).

Tidligere beregninger gjort av NGI (2013b) har vist at sammenføyninger og innfesting er spesielt viktig ved lave frekvenser. Dette viser seg også gjennom arbeidet i denne rapporten og det er undersøkt hvordan sammenføyningen mellom veggens konstruksjonsdeler påvirker lydreduksjonen. Variasjon i veggens lavfrekvente lydtransmisjon som følge av innfesting i laboratorium er også vurdert.

Som en innledning til arbeidet er det gjort en litteraturundersøkelse av tidligere arbeider og teori for lavfrekvent lydisolasjon. Undersøkelsen er sammenstilt i et eget kapittel. I tillegg er beregninger og målinger sammenliknet med funn fra litteraturundersøkelsen og analysert i forhold til veggens oppbygging.

Det er også gjennomført laboratoriemålinger av lavfrekvent lydisolasjon for åtte veggkonstruksjoner ved SINTEF Byggforsks lydtransmisjonslaboratorium. Det er laget en numerisk modell for to av disse veggene, i tillegg til en vegg fra måleserien i 2013. Veggene fra 2013 ble modellert før den nye måleserien ble gjennomført og lærdom fra disse målingene er derfor ikke brukt i modellen for denne vegg.

Opgaveteksten er gitt i vedlegg A.

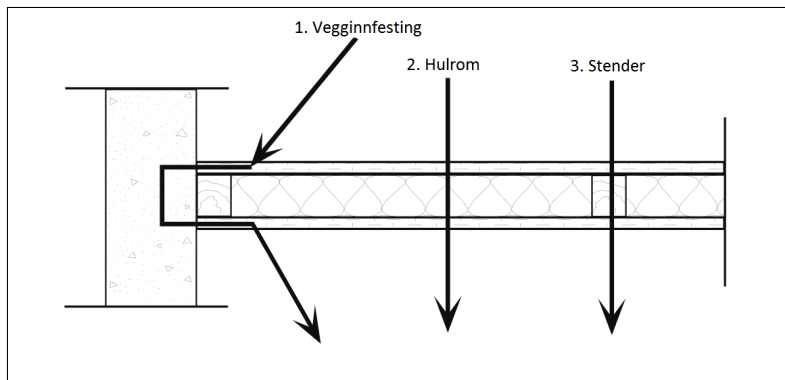
2 Leserveiledning

Arbeidet er delt opp i litteraturundersøkelse, målinger og beregninger. For målinger og beregninger er diskusjonen trukket ut i egne delkapitler for å få en ryddigere fremstilling.

Beregningsdelen inneholder mange delresultater og disse er presentert i den rekkefølgen arbeidet er gjennomført. Dermed presenteres ofte de dårligste resultatene først og de beste til slutt. Dette er gjort for å bedre vise gangen i arbeidet. I slutten av hvert kapittel for de tre modellerte veggene er beste samsvar med målingene vist i et eget delkapittel.

3 Litteraturundersøkelse

En rekke analytiske og numeriske studier har vært gjort på lydtransmisjonen gjennom vegger. Litteraturen som omhandler lette konstruksjoner er omfattende, men det er fortsatt mangel på tilfredsstillende teoretiske prediksjonsmodeller (Davy, 2010). Teoretiske analyser for dobbeltvegger er mye mindre utviklet enn for enkeltvegger og man er derfor i større grad avhengig av empiriske data. Dette fordi en dobbeltvegg innebærer et mye mer komplekst problem med mange parametre som ofte er vanskelige å tallfeste eller vurdere, slik som for eksempel stivhet og dempning i koblingen mellom de ulike konstruksjonsdelene (Fahy og Gardonio, 2007, s. 303). For en vegg bestående av to platelag med felles bindingsverk vil det noe forenklet være tre direkte overføringsveier; via hulrom, stender og vegginnfesting. Disse er skissert i figur 1.



Figur 1: Overføringsveier for lett dobbeltvegg. *Etter Vigran (2008, s. 238)*

Den enkleste modellen av en dobbeltvegg er to uendelige plater uten strukturell kontakt, hvor det da kun er energioverføring via hulrommet. Hulromsresonansen, f_0 , for en slik vegg kan finnes ved å se på veggen som et masse-fjær-masse-system der de to platene har flatemasser m_1 og m_2 , og hulrommet med dybde d har en fjærstivhet per areal, s . Dersom hulrommet antas å være luftfylt blir hulromsresonansen (Vigran, 2002, s. 241):

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{m_1} + \frac{s}{m_2}} \approx 60 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2 d}} \quad (1)$$

Hvilken vinkel den innfallende lydbølgen treffer veggen med er utslagsgivende for veggens lydreduksjon. For en tilfeldig innfallsvinkel kan den teoretiske lydreduksjonen finnes ved å enten bruke diffusfeltteori eller å se på modekoblingen mellom vegg, sender- og mottakerrom (Mullholland et al., 1967).

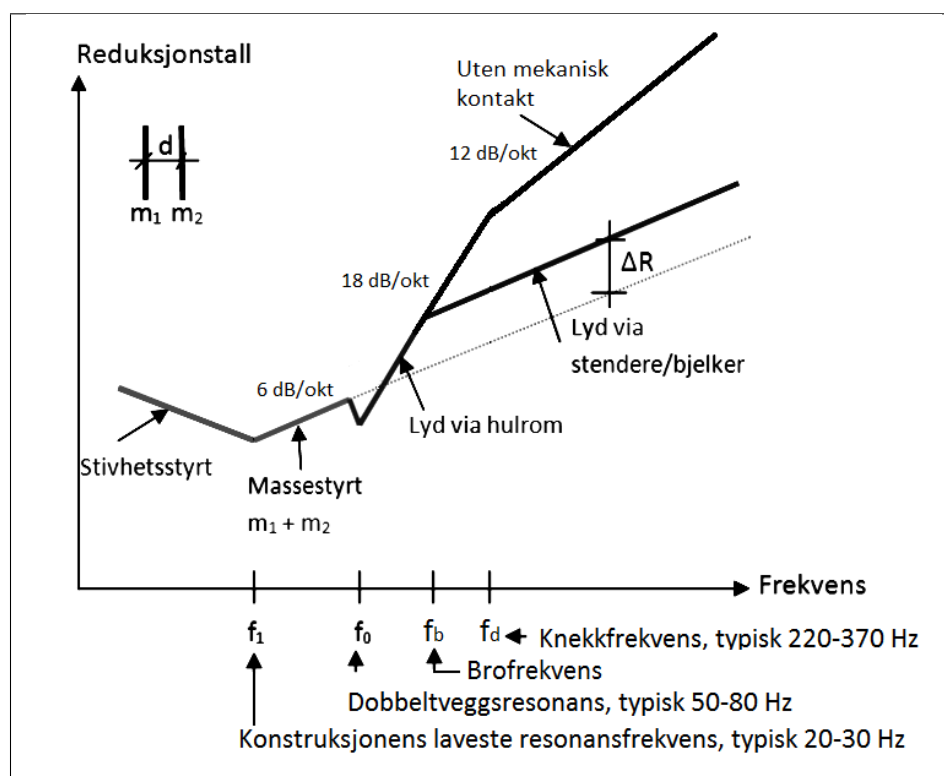
Ved bruk av diffusfeltteori integreres en frekvens- og vinkelavhengig lydtransmisjonskoeffisient, $\tau(\phi, \omega)$, over en rekke vinkler for å finne en gjennomsnittlig transmisjonskoeffisient, $\bar{\tau}(\omega)$ (Mullholland et al., 1967):

$$\bar{\tau}(\omega) = \frac{\int_0^{\phi_l} \tau(\omega, \phi) \cos \phi \sin \phi d\phi}{\int_0^{\phi_l} \cos \phi \sin \phi d\phi} \quad (2)$$

hvor ϕ_l er øvre vinkel for lydinnfall, som vanligvis er mellom $70^\circ - 85^\circ$.

Frekvensforløpet for en dobbeltveggs lydisolasjon er skissert i figur 2. Her kommer det frem at det er tre viktige frekvenser for dobbeltvegger uten mekanisk kontakt; f_1 , f_0 og f_d . For frekvenser under veggens første resonansfrekvens, f_1 , har veggene en ikke-resonant oppførsel og lydreduksjonen er stivhetsstyrt. I frekvensområdet mellom f_1 og f_0 er veggkonstruksjonen resonant, men ikke hulrommet. I dette området beveger de to veggplatene seg i fase som én massiv konstruksjon og lydreduksjonen er bestemt av veggens totale flatemasse. For frekvenser over f_0 er også lydfeltet i hulrommet resonant og veggplatene beveger seg uavhengig av hverandre. f_d , definert i likning 7, er en knekkfrekvens hvor lydreduksjonens stigningstall går fra 18 til 12 dB/oktav.

For vegger med mekanisk kobling mellom de to veggssidene vil lydtransmisjonen gjennom forbindelsene dominere over hulromstransmisjonen for frekvenser over brofrekvensen, f_b (Bies og Hansen, 2003, s. 363). Denne brofrekvensen ligger mellom dobbeltveggsresonansen, f_0 , og knekkfrekvensen, f_d . Dermed er ikke knekkfrekvensen av særlig betydning for vegger med mekanisk kobling.



Figur 2: Utvidet prinsippskisse av lydreduksjon for dobbeltvegg med og uten forbindelser. Etter Brekke (2013).

For arbeidet i denne oppgaven er det hovedsaklig lavfrekvent transmisjon som er av interesse, særlig det stivhetsstyrte området. En presentasjon av ulike arbeider og teorier som behandler veggens lydreduksjon er derfor delt opp etter nedre frekvensgrense for gyldighetsområdet; $f > f_0$, $f > f_1$ og $f < f_1$.

3.1 $f > f_0$: Resonant vegg og hulrom

Det er utviklet flere modeller som inkluderer overføringen via mekaniske koblinger i dobbeltvegger slik som stendere. Lydreduksjonen for en tung vegg med punktfestet strålingsminskende kledning er gitt i Cremer et al. (2005, s. 513). Her er det antatt at det aktuelle frekvensområdet ligger over den tunge veggens grensefrekvens og at veggen dermed har en strålingsfaktor $\sigma = 1$. Motsatt er den strålingsminskende kledningens grensefrekvens antatt mye høyere enn det aktuelle frekvensområdet, slik at det kun er bøyningsbølgenærfeltet som gir strålingsbidrag. Denne beskrivelsen begrenser seg dermed til konstruksjoner hvor den ene veggensiden er mye tyngre og stivere enn den andre og til frekvensområdet mellom de to veggensidenes grensefrekvenser, $f_{g,1} < f < f_{g,2}$.

Ved å anta at forbindelsene mellom de to veggplatene er helt stive og uten masse angir Sharp (1978, likn. 19) lydreduksjonen på formen :

$$R_{tot} = R_{uten} + \Delta R \quad (3)$$

hvor R_{uten} er veggens lydreduksjon uten forbindelser og ΔR er et frekvensuavhengig tillegg som følge av de stive forbindelsene. For linje- og punktforbindelser er dette tillegget (Sharp, 2007):

$$\begin{aligned} \Delta R_{linje} &= 10 \log(b \cdot f_{g,linje}) - 31 \text{ dB} \\ \Delta R_{punkt} &= 20 \log(e \cdot f_{g,punkt}) - 61 \text{ dB} \end{aligned} \quad (4)$$

hvor b er avstanden mellom linjene og e er avstanden mellom punktene i et kvadratisk mønster. $f_{g,linje}$ og $f_{g,punkt}$ er modifiserte grensefrekvenser, som angitt i Vigran (2002, likn. 8-22 og 8-26). Dette tillegget gjelder for frekvensområdet mellom veggens hulromsresonans og laveste grensefrekvens, $f_0 < f < f_{g,1}$. Under hulromsresonansen angis ikke forbindelsene til å ha noen innvirkning på lydreduksjonen og veggen styres av ren masselov, som vist i figur 3. Figuren viser også at overføringen i forbindelsene kan gi store begrensinger i den høyfrekvente lydisolasjonen.

Likning 4 viser at det kan være stor forskjell i lydreduksjonen avhengig av om det er punkt- eller linjeforbindelser. For plater festet med skruer har derfor skrueravstanden potensielt en betydning for lydisolasjonen, siden dette vil påvirke om innfestingen virker som linje- eller punktforbindelser. Fahy og Gardonio (2007, s. 329) angir at innfestingen vil virke som en linje når skrueravstanden, d_{skruer} , er mindre enn halve bøyningsbølgelengden i platen, λ_B , og som punkter dersom avstanden er større. Dette kan brukes for å vurdere om det skal antas punkt- eller linjeforbindelser i tillegg gitt i likning 4:

$$\Delta R = \begin{cases} \Delta R_{linje}, & d_{skruer} \ll \lambda_B/2 \\ \Delta R_{punkt}, & d_{skruer} \gg \lambda_B/2 \end{cases} \quad (5)$$

Davy (2010, likn. (30)) har utvidet Sharps (1978) modell for strukturelle koblinger ved å behandle stenderne som fjærer med en mekanisk kompleks, $C_M (= \frac{1}{k})$, slik at den ikke lenger begrenser seg til stive forbindelser. Davys utvidelse inneholder også en korreksjon for frekvensområdet over veggens grensefrekvenser. Vigran (2009) gir også en forbedret beregningsmodell for punkt- og linjefester som virker i frekvensområdet over grensefrekvensene, men denne antar masseløse og helt stive forbindelser slik som Sharps (1978; 2007) arbeid.

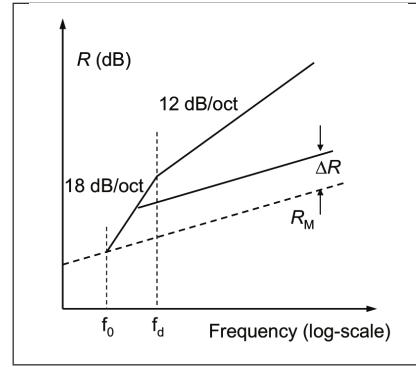
3.2 $f_0 > f > f_1$: Massestyrt område

Det kanskje mest brukte uttrykket for lydreduksjonen til en dobbeltvegg uten mekanisk kontakt er gitt av Sharp (1978) og gjelder for frekvenser over dobbeltveggenes første egenfrekvens, f_1 . Uttrykket er basert på empiriske data og tillater ulik flatemasse for de to veggplatene. Hulrommet har en dybde d og de to platene har lydreduksjoner R_1 og R_2 :

$$R = \begin{cases} R_M & f < f_0 \\ R_1 + R_2 + 20 \log(f \cdot d) - 29 \text{ dB} & f_0 < f < f_d \\ R_1 + R_2 + 6 \text{ dB} & f_d < f \end{cases} \quad (6)$$

Her er f_d frekvensen hvor produktet av hulromsdybden og bølgetallet i luft er lik én. Dvs. $d \cdot k = 1$ (Bies og Hansen, 2003, s. 363):

$$f_d = \frac{c_0}{2\pi d} \approx \frac{55}{d} \quad (7)$$



Figur 3: Lydreduksjon for lett dobbeltvegg med og uten forbindelser, prinsippskisse. (Vigran, 2008, s. 292)

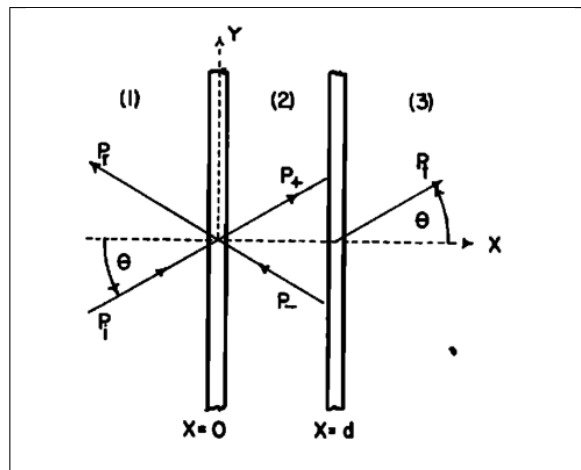
R_M er lydreduksjon etter masseloven (Vigran, 2002, s. 242):

$$R_M = 20 \log[(m_1 + m_2) \cdot f] - 47 \text{ dB} \quad (8)$$

Ved utledingen av masseloven er veggen antatt å bestå av mange små masser som beveger seg uavhengig av hverandre og uten noen form for dempning (Tadeu et al., 2004).

De ulike komponentenes innvirkning på lydisolasjonen i en uendelig dobbeltvegg med periodiske forbindelser er studert numerisk av Lin og Garrelick (1976). Beregningene viser, i likhet med Sharps (1978) ΔR -korreksjon skissert i figur 3, at lydreduksjonen for en vegg uten forbindelser har større stigning med økende frekvens enn en vegg med forbindelser, men beregningene tar ikke for seg frekvensområdet under veggens første resonansfrekvens, f_1 .

London (1950) behandler lydreduksjonen for dobbeltvegger ved å bruke en stråle for å representere en innfallende plan bølge med frekvens under veggplatenes grensefrekvens, f_g , som vist i figur 4. Her er p lydtrykket og indeksene i og r betegner innfallende og reflektert lydtrykk ved veggflaten på sendersiden, $+$ og $-$ er innfallende og reflektert lydtrykk ved mottakersidens flate mot hulrommet, og t er avstrålt lydtrykk til mottakerrommet. θ er lydbølgens vinkelavvik fra veggens normal.



Figur 4: Bølgebredelse over en dobbeltvegg. (London, 1950)

Ved hjelp av en kombinasjon av numerisk og analytisk integrasjon over innfallsvinkler fra $0^\circ - 90^\circ$ (London, 1950) er lydtransmisjonen midlet for alle vinkler ved bruk av diffusfeltteori, som angitt i likning 2. Resultatet er et uttrykk for den resonante diffusfeltlydreduksjonen for en dobbeltvegg bestående av to uendelige plater med lik masse uten mekanisk kontakt, og er gyldig i frekvensområdet $f_1 < f < f_g$:

$$R_d = 10 \log \left(\frac{X^2}{2\mu} \right) - 10 \log \left[\ln \left(1 + \frac{X^2}{2\mu} \right) \right] \quad (9)$$

hvor

$$\mu = \frac{\rho_0 d}{m} \quad \text{og} \quad X = \sqrt{ab}$$

her er $a = \frac{\omega m}{2\rho_0 c_0}$, $b = \frac{2\pi d}{\lambda}$, ρ_0 luftdensiteten, c_0 lydhastighet i luft og m flatemassen for hvert panel.

Ved hjelp av impedansbetraktninger kommer Beranek og Work (1949) frem til samme resultat som London, men presenterer det endelige uttrykket noe anderledes (White og Powell, 1966).

Den vinkelavhengige løsningen for en slik vegg angis av Beranek (1960) som:

$$R_\phi = 10 \log \left\{ 1 + \left(\frac{X_s}{\rho_0 c_0} \right)^2 \cos \phi \left[\cos \beta - \frac{1}{2} \left(\frac{X_s}{\rho_0 c_0} \right) \cos \phi \sin \beta \right]^2 \right\} \quad (10)$$

hvor ϕ er innfallsvinkelen, $\beta = 2 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\rho_0 c_0}{\omega_0 m} \cos \phi$ og X_s er den imaginære delen av veggimpedansen, også kalt veggens spesifikke transmisjonsreaktans (*eng. specific transmission reactance*): $Z_s = R_s + jX_s$.

Londons uttrykk viser ikke hulromsresonansens innvirkning på lydreduksjonen. Denne er inkludert i en utvidelse gjort av Beranek (1960), kalt London-Beranek-metoden (António et al., 2003):

$$R_\phi = 10 \log \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left(\frac{\omega_0 m}{c_0 \rho_0} \right) \cos^2 \phi \left(\cos \beta - \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\omega_0 m}{\rho_0 c_0} \cos \phi \sin \beta \right)^2 \right] \quad (11)$$

hvor $\omega_0 = \sqrt{\frac{2c_0^2 \rho_0}{dm}}$.

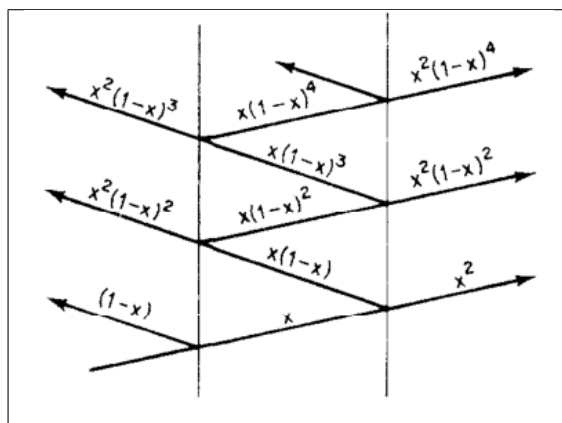
Effekten av hulromsabsorbenter kan tas med i uttrykket for lydreduksjonen ved å bruke en kompleks luftdensitet, som gitt av Fahy (2001, s. 336):

$$\rho'_0 = s \rho_0 \theta - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (12)$$

hvor s er en strukturfaktor og θ og σ er absorbentens porøsitet og strømningsmotstand.

Mullholland et al. (1967) har brukt Londons fremgangsmåte, men har tatt med høyereordens refleksjoner, som vist i figur 5. I figuren er x den transmitterte andelen av bølgeenergien og $(1-x)$ den reflekterte andelen, bestemt av masselov:

$$x = 1 / \left(1 + \frac{j\omega m \cos \phi}{2\rho c} \right) \quad (13)$$



Figur 5: Høyereordens refleksjoner. (Mullholland et al., 1967)

Hvis hulrommet fylles av en absorber med absorpsjonskoeffisient α blir den reflekterte energien $\alpha(1-x)$ og summen av den transmitterte energien:

$$\tau(\phi) = \left| x^2 / \left[1 - \alpha^2(1-x)^2 e^{-2jkd \cos \phi} \right] \right|^2 \quad (14)$$

Dermed blir lydreduksjonen:

$$R_\phi = 20 \log \left(\left| \frac{1 - \alpha^2(1-x)^2 e^{-2jkd \cos \phi}}{x^2} \right| \right) \quad (15)$$

3.3 $f < f_1$: Stivhetsstyrt område

Det er få publikasjoner som tar for seg lydtransmisjonen gjennom dobbeltvegger i det stivhetsstyrte frekvensområdet under veggens laveste resonansfrekvens, f_1 . Lyon (1963) har sett på den stivhetsstyrte lydreduksjonen til en enkeltvegg i en boks hvor de øvrige flatene er helt stive og alle dimensjonene er små sammenliknet med bølgelengden. Ved lave frekvenser, hvor både luftvolumet og veggene er stivhetsstyrt, gis en frekvensuavhengig lydreduksjon:

$$R = 20 \log \left(1 + \frac{C_b}{C_p} \right) \quad (16)$$

Her er C_b kompleansen til luftvolumet i mottakerrommet og C_p veggkompleansen:

$$C_b = \frac{V}{\rho_0 c_0^2}, \quad C_p = \frac{10^{-3} A_p^3 F(\alpha)}{D} \quad (17)$$

hvor V er romvolumet, A_p er veggarealet, D er veggens platestivhet og $F(\alpha)$ er en faktor som avhenger av veggens innfestning og forholdet mellom veggens lengde og bredde. $F(\alpha)$ kan leses av fra figur 2 i Lyon (1963). Å anta en frekvensuavhengig lydtransmisjon er en altfor grov tilnærming for arbeidet i denne oppgaven, hvor nettopp dette frekvensområdet kanskje er av størst interesse.

For et diffust lydfelt angir Barron (2001, likn. 4-151) den stivhetskontrollerte lydreduksjonen for en enkeltvegg som:

$$R_d = 20 \log(1/K_S) - 10 \log(0.23026 R_n) \quad (18)$$

hvor R_n er lydreduksjonen for en normalt innfallende bølge og K_S en frekvensavhengig faktor som avhenger av veggens spesifikke mekaniske kompleans, C_M :

$$R_n = \frac{\ln(1+K_S^{-2})}{0.23026}, \quad K_S = 4\pi f \rho_0 c_0 C_M$$

For en rektangulær plate er den mekaniske kompleansen, C_M (Barron, 2001, likn. 4-152):

$$C_M = \frac{768(1 - \nu^2)}{\pi^8 E h^3 (1/a^2 + 1/b^2)^2} \quad (19)$$

hvor ν er Poisson-tallet, E er elastisitetsmodulen, h er platetykkelsen og a og b er platens høyde og bredde.

Å legge et diffust lydfelt til grunn ved så lave frekvenser er en heller tvilsom tilnærming siden dette sjelden er tilfellet for vanlige romdimensjoner. Et mye brukt kriterium for å vurdere om et roms lydfelt kan antas å være diffust er Schröders grensefrekvens, f_s (Vigran, 2002, s. 103):

$$f_s = 2000 \sqrt{\frac{T}{V}} \quad (20)$$

hvor T er etterklangstiden og V er romvolumet. Typisk etterklangstid i boliger ligger på 0,5 sekunder (ISO 15712-1: 2005). For et rom på 40 m² med 2,4 m takhøyde blir da nedre frekvensgrense for diffust lydfelt $f_s = 2000 \sqrt{\frac{0,5}{40 \cdot 2,4}} = 144$ Hz, altså langt over stivhetsstyrt område. For mindre rom havner denne grensen enda høyere opp i frekvens.

White og Powell (1966) har brukt modekobling istedenfor diffusfeltteori for å finne den gjennomsnittlige lydreduksjonen til en dobbeltvegg med endelige dimensjoner ved hjelp av en impedansbetraktning. Veggplatenes vibrasjonsfelt settes opp av to bøyingsbølgetyper; tvungne bølger indusert av det innfallende lydtrykket og resonante bølger som avhenger av platens randvilkår. Veggens respons deles opp i tre ulike frekvensregioner; frekvenser under første plateresonans, frekvensområdet mellom første plateresonans og første hulromsresonans, og frekvensområdet hvor både vegg og lydfelt i hulrom er resonante. I figur 2 er disse grensene angitt som f_1 og f_0 for henholdsvis første plateresonans og første hulromsresonans.

For frekvenser under første plateresonans gir White og Powell et forenklet uttrykk for lydtransmisjonen:

$$\tau \simeq \frac{4\rho_1\rho_3(c_1/c_3)\omega^4}{\pi A_p} \left[\frac{C_b + C_1 + C_2}{C_1 C_2} \right]^{-2} \quad (21)$$

hvor A_p er veggens flateareal, ρ_i og c_i er densitet og lydshastighet i fluid i . Indeks 1 og 3 er fluidet på henholdsvis sender- og mottakerside. C_b , C_1 og C_2 er kompleansen til hulrommet og de to veggplatene, gitt likning 17. Her er veggkompleansen hentet fra arbeidet til Lyon (1963).

Følgelig blir lydreduksjonen:

$$R \simeq -10 \log \left(\frac{4\rho_1\rho_3(c_1/c_3)\omega^4}{\pi A_p} \left[\frac{C_b + C_1 + C_2}{C_1 C_2} \right]^{-2} \right) \quad (22)$$

I neste frekvensområde, mellom første plateresonans og hulromsresonansen, er modetetheten fortsatt så lav at hver mode kan behandles separat dersom frekvensbåndene ikke er for brede.

De to veggplatenes normaliserte formfunksjoner, $\Phi_v(x)$ og $\Psi_v(x)$, kan da representeres som den normaliserte summen av platenes egenfunksjoner, $\phi_j(x)$ og $\psi_j(x)$, i det aktuelle frekvensbåndet:

$$\begin{aligned}\Phi_v(x) &= \sum a_{v,j} \phi_j(x) \\ \Psi_v(x) &= \sum b_{v,j} \psi_j(x)\end{aligned}\tag{23}$$

hvor $a_{v,j}$ og $b_{v,j}$ er normaliseringsfaktorer og indeks j er modenummer. Veien fra formfunksjoner til et uttrykk for lydtransmisjon er forholdsvis komplisert og derfor ikke videre behandlet. Det samme gjelder frekvensområdet over hulromsresonansen, hvor modetetheten er så høy at veggens respons må vurderes statistisk.

Maluski og Gibbs (2000) har sett på vegginnfestingens effekt på lydisolasjonen ved å sammenlikne elementmetodeberegninger med målinger i full- og 1/4-skala for en enkeltvegg. Her vises det at den modale sammensettingen for vegg og sender- og mottakerrom har stor innvirkning på lydreduksjonen for frekvenser under 100 Hz. Videre viser det seg at fast innspenning av veggen gir dårligere lavfrekvent lydreduksjon enn fritt opplegg for tynne vegger, mens det motsatte er tilfelle for tykke vegger. Dette er forklart ved at fast innspenning flytter veggens første egenfrekvens oppover og dermed utvider frekvensområdet for stivhetsstyrt lydtransmisjon i tillegg til at egenfrekvensene til tynne vegger havner nærmere rommodene. En tykk vegg har høyere stivhet enn en tynn vegg og derfor har fast innspenning har en positiv effekt på tykke vegger og negativ effekt på tynne vegger.

Endringer i innfestingen kan gi store utslag i egenfrekvensene. Som vist nedenfor vil første egenfrekvens for en kvadratisk plate økes med en faktor 1,82 ved å endre opplagerbetingelsene fra fritt opplegg til fast innspenning. En fritt opplagt plate har egenfrekvenser:

$$f_{n_a, n_b} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{D}{m}} \left[\left(\frac{n_a}{a} \right)^2 + \left(\frac{n_b}{b} \right)^2 \right]\tag{24}$$

hvor a og b er platedimensjonene, $D(= \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)})$ er platestivheten og m er flatemassen. Dersom platen er kvadratisk reduseres dette uttrykket til $f_n = \pi \frac{n^2}{a^2} \sqrt{\frac{D}{m}}$, som kan skrives på formen (Broch, 1984):

$$f_n = \frac{q}{2\pi} \frac{n^2}{a^2} \sqrt{\frac{D}{m}}\tag{25}$$

hvor $q = 2\pi^2 = 19,74$ for fritt opplegg. Dersom alle sidekantene er fast innspent er $q = 35,99$ (Broch, 1984, s. 64). Dermed økes platens første egenfrekvens med en faktor $35,99/19,74 = 1,82$.

Kang og Bolton (1996) har gjort tilsvarende funn med elementmetodeberegninger ned til 100 Hz for en dobbeltvegg bestående av to separerte plater med en porøs absorbent i hulrommet. Beregningene viser at innfestingen har stor innvirkning og at reduksjonen øker når innfestingen er stivere.

Maluski og Gibbs' (2000) fullskala laboratoriemålinger er gjort for ulike romgeometrier på mottakersiden. Resultatene viser at lydisolasjonen reduseres som følge av rommodekobling når sender- og mottakerrom har liknende geometri. Dette er et kjent fenomen og er beskrevet av blant annet Fahy og Gardonio (2007, s. 303) og Mullholland og Lyon (1972).

Sistnevnte angir resonanser i sender- og mottakerrom som hovedårsak til frekvensavhengige variasjoner i lavfrekvent lydisolasjon og oppgir lydtransmisjonen til å være kontrollert av de individuelle modene i vegg og sender- og mottakerrom. Dersom mottaker- og senderrom er nært identiske kan lydisolasjonen være negativ ved enkelte frekvenser, kjent som *equal room problem* (Forssén et al., 2008, s. 35).

3.4 Støy fra kampfly

Med fokus på lavfrekvent lydtransmisjon har Remillieux et al. (2009) beregnet veggens lydtransmisjon fra sjokkbølger med vilkårlig tidshistorie. Bølgelikningen er brukt for samvirket mellom luft og struktur, mens lufttrykk og strukturvibrasjoner er representert ved hjelp av modalanalyse. Beregningene er gjort i tidsdomenet og et bindingsverk i tre med gipskledning på begge sider er modellert som en homogen ortotrop plate. Beregningsresultatene er sammenliknet med laboratoriemålinger, både i tids- og frekvensdomenet. Målingene er gjort med forskjellige vinkler for lydinnfall og en høytaler er brukt for å lage en syntetisk puls med variabel tidsutstrekning. Resultatene viser at lydets innfallsvinkel har liten betydning. Videre viser det seg at veggens respons er størst når pulsens varighet er nær perioden til veggens første egenfrekvens. Arbeidet konkluderer også med at akselerasjonen langs veggoppvegget underestimeres når veggen modelleres som fritt opplagt og at en elastisk innfesting trolig vil gi bedre samsvar randbetingelsene i et laboratorieoppsett.

Løvholt et al. (2013) har behandlet lavfrekvent støy fra kampfly. Som en forløper til arbeidet er det også sett på støy knyttet til militære aktiviteter som sprengninger og militærtrening (Løvholt et al., 2011). Begge disse arbeidene har hatt fokus på innendørs vibrasjoner og skrangle-/knirkelyder (*eng. rattling*) induisert av lavfrekvent lyd. Ved hjelp av feltmålinger har de funnet at det er direkte transmittert luftlyd, og ikke vibrasjoner i grunnen eller momentoverføring fra vibrerende vegger, som eksiterer innendørs gulvvibrasjoner i typiske norske trehus. Målingene viser også at hastighetsamplitudene i gulv er omtrent én størrelsesorden mindre enn i vegger og tak, og dermed gir mindre lavfrekvent lydavstråling. For merkbare vibrasjoner angir NS8176E:2005 relevant frekvensområde som 1-80 Hz. Dermed vil en forbedring av lydisolasjonen i yttervegger og tak ved lave frekvenser kunne redusere plager knyttet til både vibrasjoner og lavfrekvent hørbar lyd.

I dette lavfrekvente området styres lydtransmisjonen hovedsaklig av bygningskomponentenes fundamentale resonansfrekvenser. Løvholt et al. (2011) har gjennomført elementmetodeberegninger med fluid-struktur-kobling i 2D, og for noen mindre modeller i 3D, som viser at også luftlekkasjer har stor innvirkning ved frekvenser under 10 Hz. Dette er også vist eksperimentelt av Doi og Kaku (2010). Videre viser Løvholt et al. (2011) at utlektet kledning ikke gir noe nevneverdig bidrag til veggens stivhet og dermed kan neglisjeres i det lavfrekvente området.

Det er gjort laboratoriemålinger av lavfrekvent lydisolasjon for ulike tak- (Løvholt et al., 2013) og veggkonstruksjoner (NGI, 2013a) med mål om å avdekke hovedmekanismene for lavfrekvent lydisolasjon og se på virkningen av ulike tiltak. Konstruksjonene er modellert i 3D ved hjelp av et elementmetodeprogram og validert ved å sammenlikne beregningsresultatene med målingene (NGI, 2013b). Modellene er så brukt i et parameterstudie som viser at økt stivhet i vegger og tak vil kunne redusere vibrasjonsnivåene.

Målinger gjort på en vegg med vindu viser at vinduet styrer lydtransmisjonen i frekvensområdet 15-25 Hz, mens veggen er styrende i lave frekvenser over dette. Bedre vinduer er derfor essensielt for å få redusert vibrasjonene.

3.5 Akustikkprofiler

Å gjøre koblingen mellom veggssidene mykere ved hjelp akustikkprofiler er et vanlig tiltak for å redusere veggens lydtransmisjon. Bradley og Birta (2001) har sett på endringen i dobbeltveggers lydisolasjon når akustikkprofiler monteres. I dette arbeidet er akustikkprofilene representert med fjærer som isolerer den ene veggplaten fra resten av veggkonstruksjonen, som vist i figur 6. Ved å se på disse fjærene som vibrasjonsisolatorer er akustikkprofilenes transmisjon funnet som:

$$T = \left[\frac{1 + 4D^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right]^2 + 4D^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \right]^{1/2} \quad (26)$$

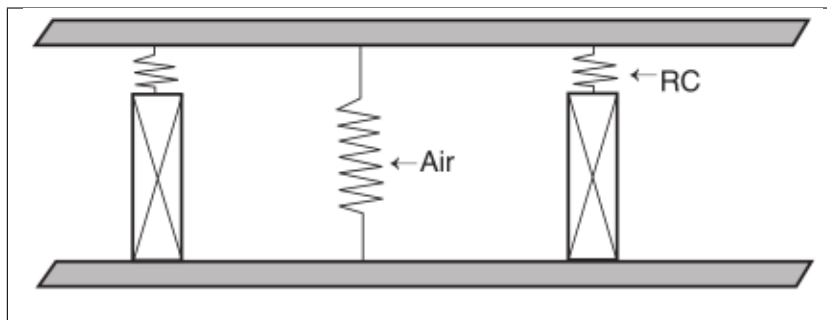
hvor D er dempningsforholdet relativt til kritisk dempning og f_0 er systemets resonansfrekvens. For et masse-fjær-masse-system med parallelle fjærer, s_1 og s_2 , er resonansfrekvensen:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(s_1 + s_2) \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)} \quad (27)$$

Ved å se på fjæren som et hulrom med dybde d_2 blir stivheten $s_2 = \frac{\rho_0 c_0^2}{d_2}$ og resonansfrekvensen:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left[\rho_0 c_0^2 \left(\frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2}\right) \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}\right) \right]^{1/2} \quad (28)$$

Dempningsforholdet, D , og resonansfrekvensen, f_0 , er funnet ved å sammenlikne likning 26 med målt endring i lydisolasjon som følge av akustikkprofilet. Hulromsdybden er holdt konstant. Endringen i f_0 som følge av akustikkprofilene er brukt til å finne akustikkprofilets ekvivalente hulromsdybde ved hjelp av likning 28.



Figur 6: Prinsippskisse, gipsvegg med akustikkprofil. (Bradley og Birta, 2001, figur 5)

Målinger for ulike akustikkprofiler av 0,5 mm galvanisert stål viser at de har en fjærstivhet tilsvarende 160 mm luftfylt hulrom når de monteres med en senteravstand på 610 mm. Videre viser målingene at akustikkprofilene gir en stor økning i lydisolasjonen ved høye frekvenser, men at den også blir dårligere for 80 Hz 1/3-oktavbåndet og nedover.

Liknende forsøk har senere blitt utført av Guigou-Carter et al. (2012). Stivheten til en metallstender montert i en dobbeltvegg med felles bindingsverk er bestemt til 265 kN/m ved kledningens skrueinnfesting. Resultatene er så brukt til å sette opp FEM-modell for å se effekten av blant annet stenderdimensjon og godstykkelse. Beregningene viser ikke store forbedringer i lydreduksjonen selv om stendernes stivhet reduseres.

Løvholt et al. (2013) og NGI (2013*b*) har modellert tynnplateprofiler av stål som massive tverrsnitt med en ekvivalent densitet og stivhet. Slik unngår man mulige problemer med krav til elementoppløsning som de tynne profilene kan gi, og forenklingen viser seg å gi forholdsvis bra resultater.

4 Laboratoriemålinger, SINTEF Byggforsk

4.1 Måleoppsett

Det ble utført målinger av lavfrekvent lydisolasjon for åtte veggkonstruksjoner i 2013 (NGI, 2013a), vist i vedlegg B. Som en fortsettelse på dette arbeidet er det gjort målinger for åtte nye veggkonstruksjoner, gitt i tabell 1. Hovedformålet med målingene er å vurdere virkningen av ulike tiltak for å øke lydisolasjonen for en typisk yttervegg i et eldre bindingsverkshus. Det er derfor tatt utgangspunkt i en eldre bindingsverksvegg og det er gjort to forskjellige tilnærminger for å øke lydisolasjonen; redusere stivheten i koblingen mellom veggens sender- og mottakerside (vegg 3) og å øke veggens stivhet (vegg 4 og 5).

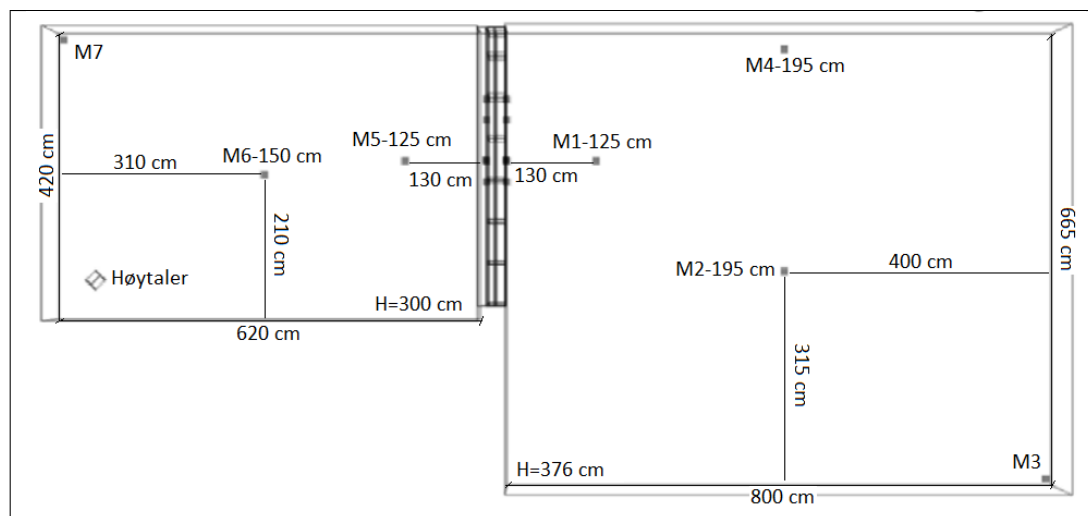
Vegg	Beskrivelse	
1	- 9 mm gips - 48 x 148 mm isolert bindingsverk - Veggramme festet med én skrue c/c 60 - Dampsperre - 15 mm liggende trepanel med not og fjær	
2	Som vegg 1, men festet med to skruer i bredden c/c 60 cm	
3	9 mm gips erstattet med 2x13 mm gips på Gyproc 25 mm akustikkprofiler montert horisontalt c/c 40 cm	
4	2x13 mm gips på akustikkprofiler erstattet med 9 mm gips og 22 mm kryssfinér på 50x100 mm tynnplateprofiler montert horisontalt c/c 60 cm	
5	Som vegg 4, men med tynnplateprofilene montert vertikalt	
6	- Som vegg 5 - Vindu: Magnor Toppsvingvindu med trekarm, glass: 6-14-4	
7	- Som vegg 5 - Vindu: Magnor Innadslående (Drei-Vipp), glass: 4/2/4-10-4-8-4/2/4	
8	- Som vegg 5 - Vindu: Magnor Silent+, to separate karmar glass ₁ -100mm-glass ₂ : 6-14-4-100-4-24-4/2/4	

Tabell 1: Målte veggkonstruksjoner 2014. *Figurer etter NGI (2013a).*

Basisveggen for målingene fra 2013 (vegg 1 2013) er helt lik som vegg 1 fra 2014, med unntak av den innvendige kledningen. I 2013 var denne 13 mm gips istedenfor det 15 mm liggende trepanelet brukt i 2014.

Målingene er utført i SINTEF Byggforsks lydtransmisjonslaboratorium for større bygningskomponenter i perioden 11. februar - 10. mars.

En laboratoriumskisse med mikrofonplasseringer for målingene er vist i figur 7. Her er mikrofonenes høyde over gulvet angitt ved siden av mikrofonnavnet.



Figur 7: Laboratorium. Etter NGI (2013b).

Ved lave frekvenser er det store variasjoner i lydfeltet avhenging av hvor i rommet man er, og dermed har også mikrofonplasseringen stor innvirkning på hvilke lydtrykksnivåer som måles. I hjørnene vil alle rommodene eksiteres og det er derfor brukt hjørnemikrofoner i både sender- og mottakerrom, henholdsvis M7 og M3. Av samme grunn er også høytaleren plassert i et hjørne.

Det er også plassert mikrofoner midt i rommet, M6 og M2 for sender- og mottakerrom. M5 og M1 er plassert nær skilleveggen for å fange opp lokale avstrålingseffekter, som for eksempel nærfelt og kant- og hjørnemodi. For mottakerrommet er M4 i tillegg plassert ved den ene langveggen.

Veggakselerasjonen er målt på både sender- og mottakersiden. Akselerometerplasseringen er ulik for de forskjellige veggkonstruksjonene og er derfor vist for vegger 1-5 i figurer 10, 21, 27 og 33. Felles for veggkonstruksjonene er at akselerometrene er plassert på stender, hulrom og vegginnfesting med samme plassering på sender- og mottakerside av veggen. Slik måles de to veggssidenes bevegelse relativt til hverandre i tillegg til hvert punkts vibrasjoner. En liste over akselerometrene og mikrofonene som er brukt er gitt i vedlegg C.

Lydisolasjonen er målt for både brun støy (lydeffekten avtar 6 dB/oktav (*Brownian noise*, 2014)) og grå støy (lik loudness i alle frekvenser (*Grey noise*, 2014)). Disse to støysignalene gir (slik de burde) svært like resultater. Målingene med brun støy er brukt siden dette gir mer lydenergi ved de laveste frekvensene og dermed også et bedre signal-støy-forhold.

Mikrofonene er kalibrert absolutt mot 500 Hz og 1kHz-kalibratorer og nominelt ved å sammenligne mikrofonsignalene for samme lydstyrke i samme plassering med rentonesignaler på 20, 40, 80, 160 og 250 Hz.

Ved nominell kalibrering er det en del avvik avhengig av mikrofon og frekvens. I tabell 2 er største avvik gitt for hver kalibreringsfrekvens. Det har ikke lyktes å finne hva disse avvikene skyldes.

Frekvens [Hz]	20	40	80	160	250
Trykkavvik, $ \Delta p $ [%]	11	6	15	5	6
Mikrofon	M2	M5 og M7	M5	M2 og M5	M5

Tabell 2: Største avvik ved nominell kalibrering

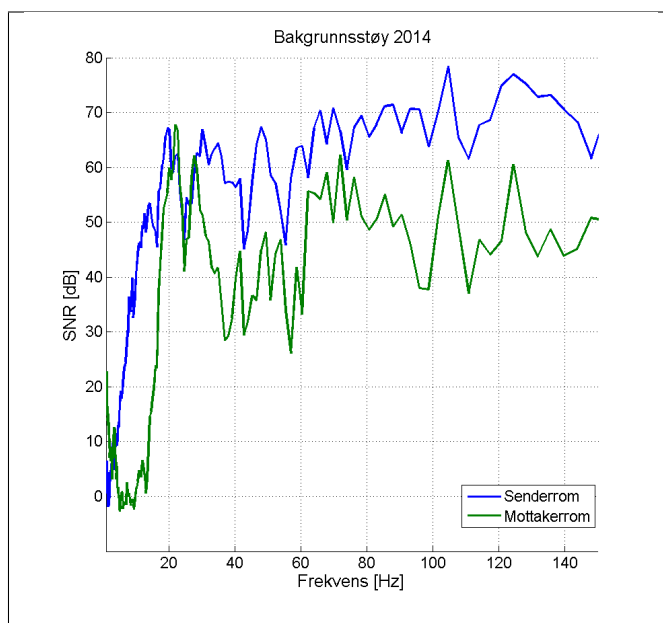
På grunn av dette avviket er aritmetisk middel - og ikke energimiddel - av mikrofonplaseringsene brukt for lydtrykk i sender- og mottakerrom:

$$|\bar{p}| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |p_i| \quad (29)$$

På denne måten gir ikke kalibreringsavvikene fullt så store utslag på rommidelet. Det samme gjelder lokale variasjoner i rommene som følge av rommoder og kobling mellom sender- og mottakerrom.

SINTEF har gjennomført våtromstesting i den samme forsøkshallen samtidig med lyd-isolasjonsmålingene. Våtromstesting gjør at det er svært varierende luftfuktighet, noe som kan påvirke mikrofonenes sensitivitet.

Å gjøre målinger ved veldig lave frekvenser kan medføre problemer med bakgrunnsstøy. I store forsøkshaller med mye teknisk utstyr, slik som ved lydlaboratoriet hos SINTEF, er det mange mulige kilder til lavfrekvent støy. I figur 8 er signal-støy-forholdet (SNR) gitt for middelet av alle mikrofonene. Ved 14 Hz er signal-støy-forholdet 15 dB og det anses som godt nok i frekvensene over dette.



Figur 8: Bakgrunnsstøy

Akselerometrene er kalibrert statistisk med ± 1 G i normalretningen ved å måle signalet mens de ligger i ro på en plan flate, rett vei og opp ned. Akselerometrene A5-A13 har en masse på 210 g og for få festet disse er det limt en aluminiumsskive på veggen. Denne skiven har et gjenget hull og akselerometeret er skrudd til skiven med en gjenget tapp.

Det er også brukt bivoks i kontaktflaten mellom akselerometeret og skiven. Monteringen er vist i figur 9.

Veggens egenfrekvenser er funnet fra mobiliteten, som er målt ved å eksitere veggene med en impedanshammer i flere punkter. Punkt 2, vist i akselerometerskissene, viser seg å gi best måleresultater og er derfor brukt i bestemmelsen av egenfrekvensene til veggene uten vindu.

SINTEF har også gjort standard lydisolasjonsmålinger for veggkonstruksjonene. Disse er gitt i vedlegg D.



Figur 9: Akselerometermontering, A5-A13.

4.2 Rommoder

Ved lave frekvenser er den målte lydtrykksdifferansen mellom sender- og mottakerrom i stor grad avhengig av rommodene, og dermed også romdimensjonene, som diskutert av blant annet Mullholland og Lyon (1972). Rommodene oppstår når $\lambda = \frac{2L}{n}$, hvor λ er bølgelengden i luft, n er et heltall og L er en romdimensjon. Dette tilsvarer en frekvens $f_n = \frac{c_0}{2} \frac{n}{L}$. I tre dimensjoner blir dermed rommodene (Vigran, 2008, likn. 4.12):

$$f_{n_x n_y n_z} = \frac{c_0}{2} \left[\left(\frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (30)$$

hvor L_x , L_y og L_z er romdimensjonene, gitt i figur 7. De ti første rommodene for sender- og mottakerrom etter likning 30 er gitt i tabell 3.

Senderrom				Mottakerrom			
$f_{n_x n_y n_z}$	n_x	n_y	n_z	$f_{n_x n_y n_z}$	n_x	n_y	n_z
27,7	1	0	0	21,4	1	0	0
40,8	0	1	0	25,8	0	1	0
49,3	1	1	0	33,5	1	1	0
55,3	2	0	0	42,9	2	0	0
57,2	0	0	1	45,6	0	0	1
63,5	1	0	1	50,0	2	1	0
68,8	2	2	0	50,4	1	0	1
70,3	0	1	1	51,6	0	2	0
75,5	1	1	1	52,4	0	1	1
79,6	0	2	1	55,9	1	2	0

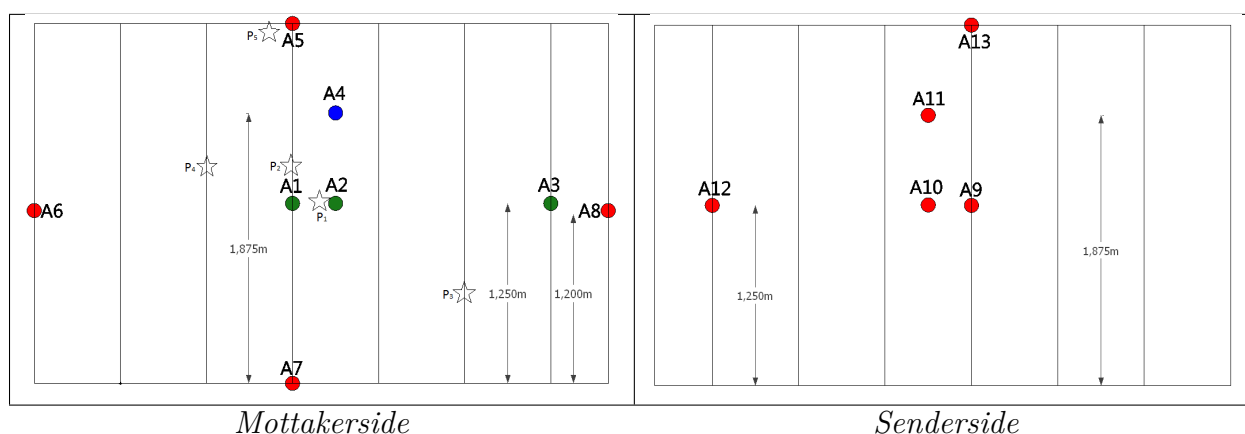
Tabell 3: Beregnede rommoder i sender- og mottakerrom.

4.3 Vegger uten vindu

4.3.1 Vegg 1: Basisvegg

Som en basisvegg for tiltakene er det brukt et 48x148 mm isolert bindingsverk med 9 mm gips på utsiden og 15 mm liggende trepanel på innsiden. Vegggen er festet i laboratoriet med én skrue c/c 60 cm. I det følgende er denne vegggen sammenliknet med vegg 1 fra 2013, som er helt lik med unntak av den innvendige kledningen som var 13 mm gips i 2013.

Akselerometerplasseringene for vegg 1 fra 2014 er vist i figur 10.



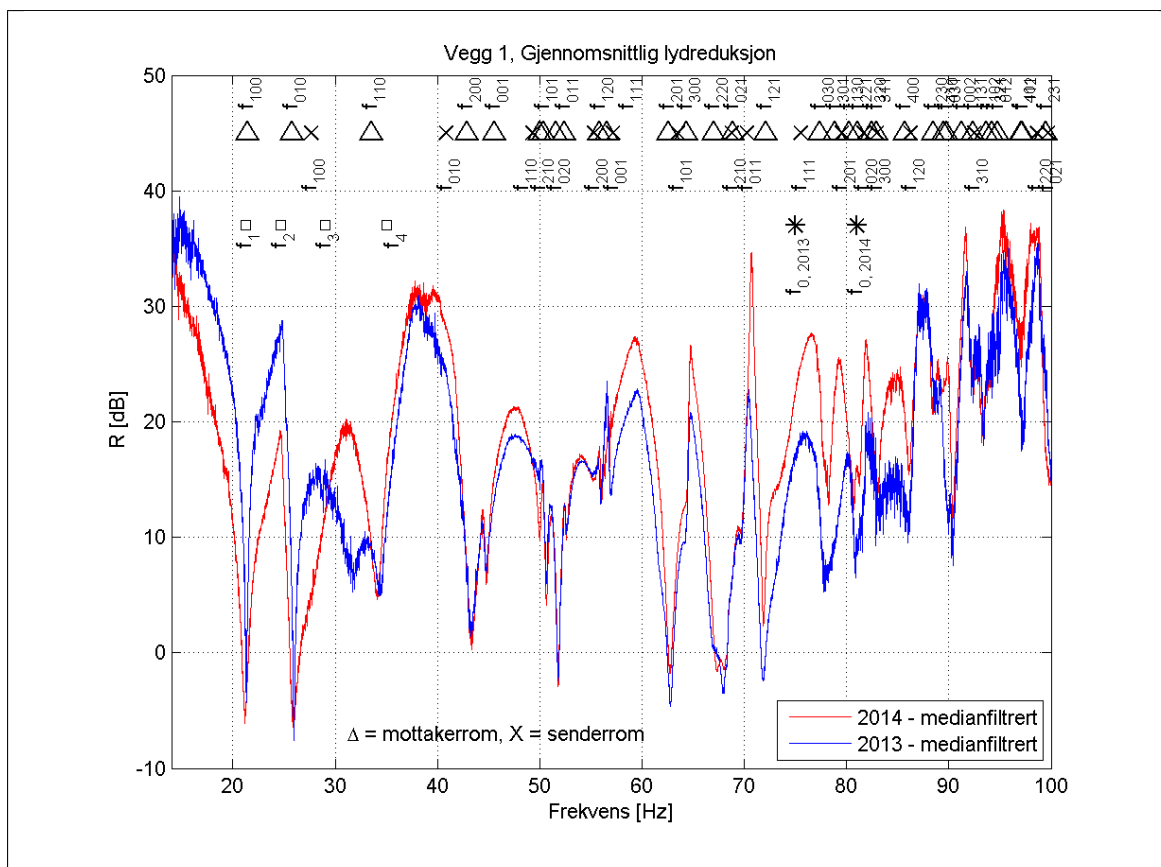
Figur 10: Akselerometerplassering, vegg 1 og 2 2014.

Lydisolasjon

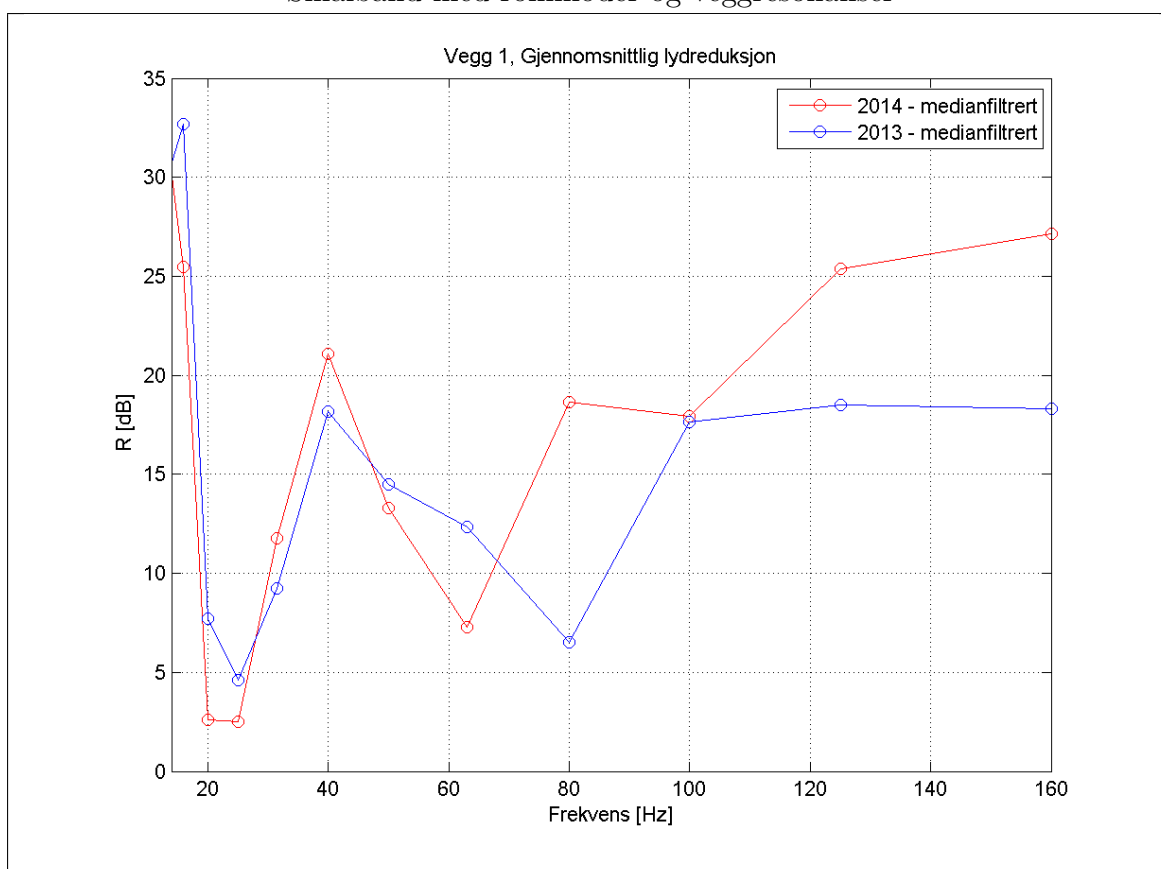
Den målte lydisolasjonen er vist i smalband og 1/3-oktavnband sammen med vegg 1 fra 2013 i figur 11. Beregnede hulromsresonanser, rommoder og målte egenfrekvenser for vegggen fra 2014 er vist sammen med smalbandsverdiene.

Figur 11 viser at det er visse forskjeller mellom vegggen fra 2013 og 2014. For frekvenser over 30 Hz gir vegggen fra 2014 for det meste høyere lydisolasjon enn den fra 2013, mens det motsatte er tilfellet for frekvensene under 30 Hz.

Lydisolasjonen øker med avtakende frekvens og i 1/3-oktaver stemmer målingene overens med det skisserte stivhetsstyrte området under vegggens første resonansfrekvens i figur 2 på side 3, med et bunnpunkt ved 20 og 25 Hz-båndene. I smalband viser dette seg å skyldes dykk ved 21 og 26 Hz som sammenfaller med rommodene f_{100} og f_{010} i mottakerrommet. Lydisolasjonen er negativ ved disse to og enkelte av de andre bunnpunktene. Disse dykkene sammenfaller også med en mobilitetstopper for vegggen fra 2014, funnet i figur 15.

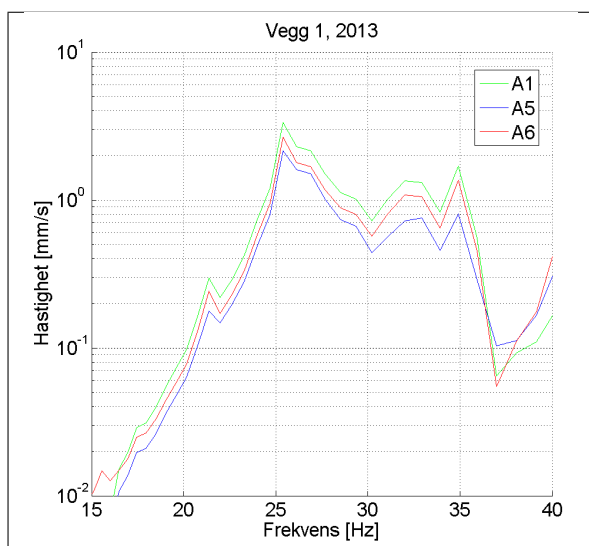


Smalbånd med rommoder og veggresonanser



1/3-oktavnband

Figur 11: Målt lydisolasjon, vegg 1 2013 og 2014.



Figur 12: Målt hastighet ved lydtrykk, vegg 1 2013.

i isolasjonen ved 32 Hz som sammenfaller med en hastighetstopp. Også ved 35 Hz sammenfaller et dykk med en av veggens egenfrekvenser. Dette dykket er ikke like stort som de som sammenfaller med rommodene.

Ved å bruke materialdata fra tabell 5 på side 63 for 2013 og tabell 10 på side 113 for 2014 gir likning 1 på side 2 hulromsresonanser på henholdsvis 76 Hz og 81 Hz. Disse er vist sammen med lydreduksjonen i smalband i figur 11. Den beregnede hulromsresonansen sammenfaller med et dykk i lydisolasjonen for veggen fra 2014, men ikke 2013. Lydisolasjonen til veggen fra 2014 er en god del bedre enn den fra 2013 i frekvensområdet rundt de beregnede hulromsresonansene. I 1/3-oktavnband er det klare dykk ved 63 Hz for veggen fra 2013 og 80 Hz fra 2014. Sammenliknet med prinsippskissen i figur 2 på side 3 passer disse bra med typisk forløp rundt hulromsresonanser. Begge de beregnede hulromsresonansene faller imidlertid innenfor 80 Hz-båndet.

Admittans

I figur 13 er målt admittans for vegg 1 fra 2013 og 2014 vist for stender og hulrom på mottakersiden. Figuren viser at det ikke er noen kvalitative endringer i frekvensene over 100 Hz.

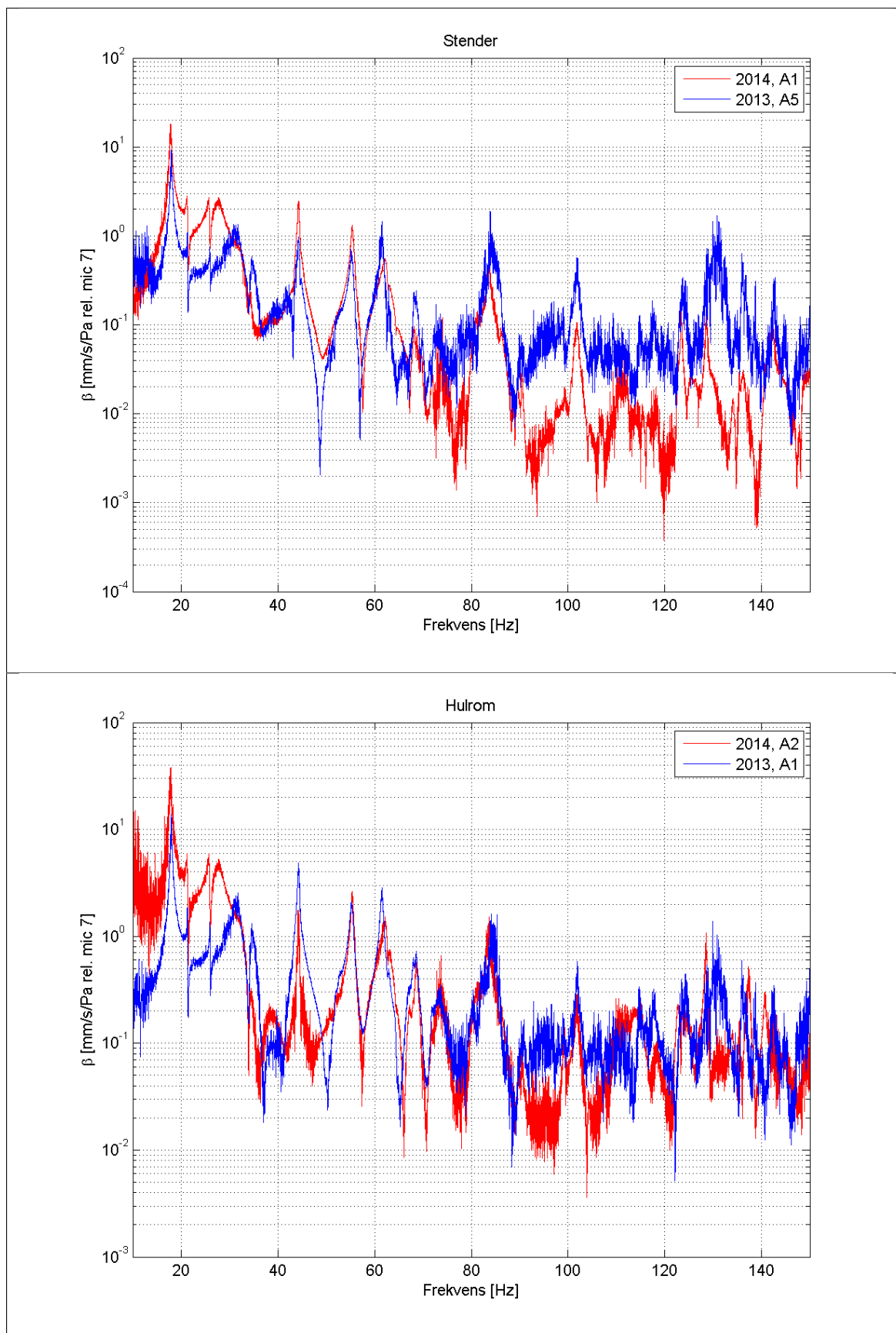
Den målte admittansen fra 2014 er høyere for frekvenser under 30 Hz for både stender og hulrom, mens den er lavere på stender i frekvenser over 70 Hz. Over hulrommet er admittansen over 30 Hz stort sett lik for de to veggene.

På stender samsvarer admittansen bra med den målte lydisolasjonen, hvor veggen fra 2013 har høyest lydisolasjon i stivhetsstyrt område, mens veggen fra 2014 er bedre for frekvenser over 70 Hz (80 Hz-båndet i 1/3-oktaver). Slik er det ikke over hulrommet, hvor midlere admittansnivå for de to veggene likner også i frekvensene over 70 Hz. Dynamikken her ser imidlertid ut til å være noe større ved 90-120 Hz for veggen fra 2014.

De målte admittansene viser en topp ved 44 Hz. Denne sammenfaller med stendernes egenfrekvens, som er funnet i figur 43 på side 46. Den ligger også nær moden f_{001} i mottakerrommet.

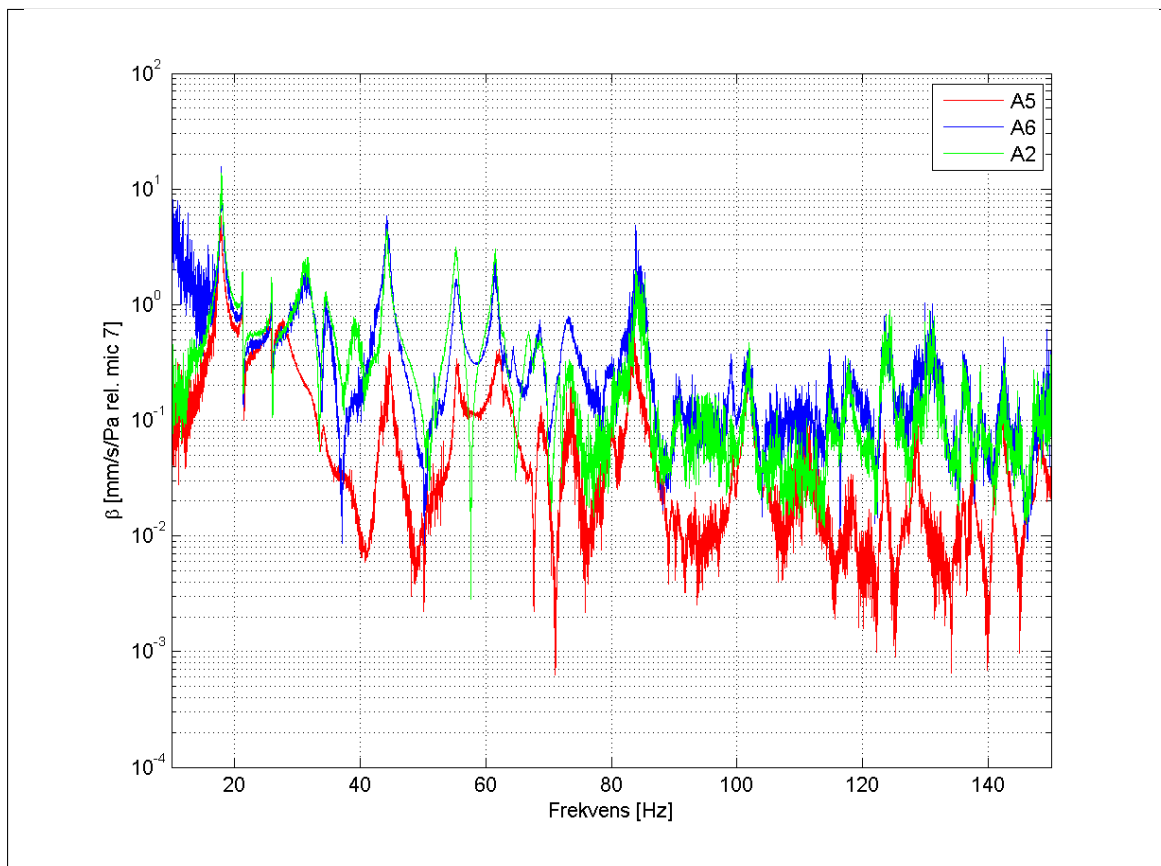
I 2013 ble det ikke gjennomført mobilitetsmålinger, men de lydinduserte vibrasjonene har også hastighetstopper ved 21 og 26 Hz, vist i 1/24-oktaver i figur 12. Den eneste forskjellen mellom mobilitet og hastighet er at mobiliteten er normalisert mot eksitasjonskraften, og for begge deler disse indikerer slike toppe veggresonanser.

Dykket ved 26 Hz er bredere for veggen fra 2014 og har en knekk som sammenfaller med veggens egenfrekvens f_3 . Veggen fra 2013 har hverken denne knekken eller egenfrekvensen, men har et dykk



Figur 13: Målt admittans, $\beta = |v_{A_i}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 1 2013 og 2014.

I figur 14 er admittansen midt på veggen (A2) sammenliknet med horisontal og vertikal vegginnfesting (A5 og A6). Dette er gjort for å få et inntrykk av veggbevegelsen ved de ulike frekvensene.

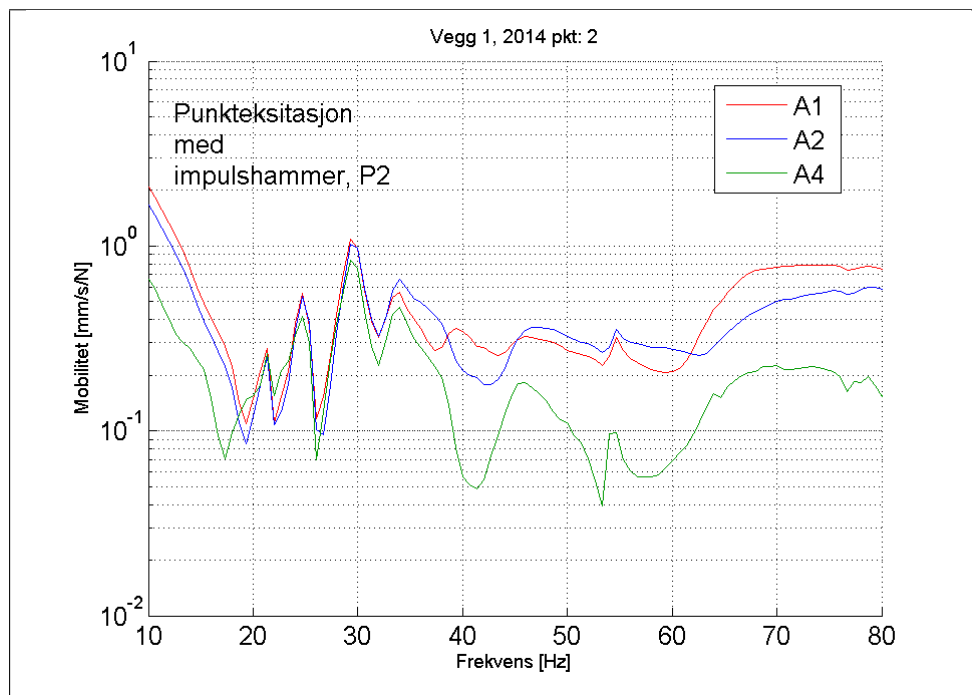


Figur 14: Målt admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 1 2013 og 2014.

Admittansen i de tre akselerometrene er så å si lik i frekvensene under 30 Hz, mens den er en god del lavere for A5 i frekvensene over dette. Dermed ser veggen ut til å bevege seg uniformt i frekvensene under 30 Hz mens bevegelsen er mindre ved svillene i frekvensene over dette. Dermed ser det ut til at sideinnfestingen har mindre å si enn innfestingen ved topp- og bunnsvill i det lavfrekvente området over 30 Hz.

Mobilitet, impedanshammer

I figur 15 er målt mobilitet på stender og over hulrom er vist for punkteksitasjon i punkt 2. Som vist i figur 10 er det gjort målinger med eksitasjon i tre punkter til, men disse gir ikke like godt signal. Alle de tre akselerometrene har mobilitetstopper ved 21, 25, 29 og 35 Hz. Toppen ved 35 Hz er noe bredere enn de andre, men de ser alle ut til å være egenfrekvenser.



Figur 15: Mobilitet, vegg 1 2014 eksitert i punkt P2

4.3.2 Vegg 2: Effekt av vegginnfesting

Effekten av vegginnfestingen er undersøkt ved å bruke samme veggkonstruksjon som vegg 1, men med flere innfestingsskruer. For vegg 2 er vegginnfestingen endret fra én til to skruer c/c 60 cm, vist i figur 16.

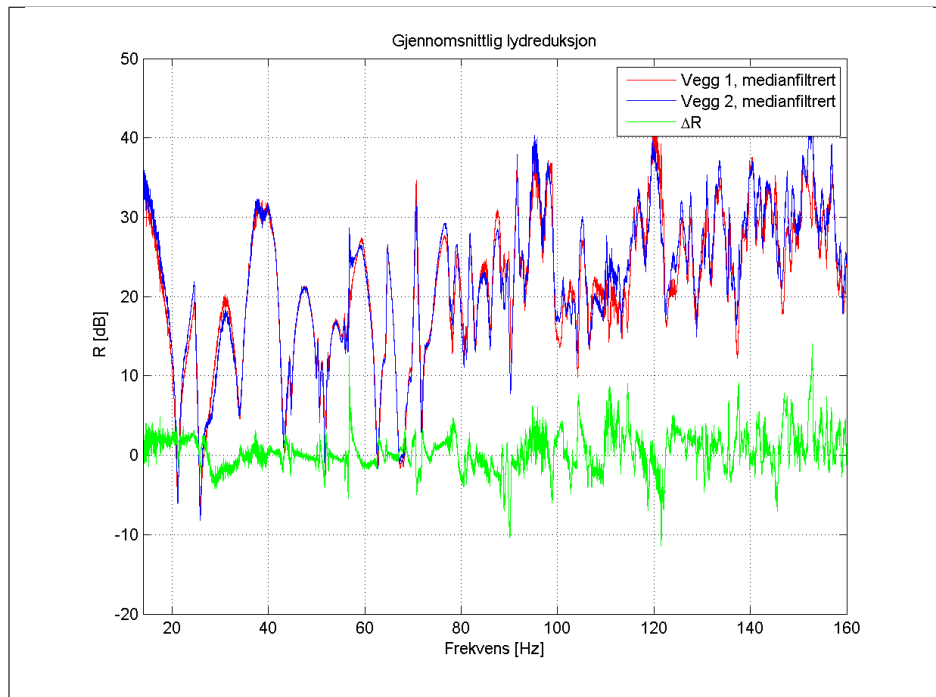
Akselerometerplasseringen er lik for vegg 1 og vegg 2 og er vist i figur 10 på side 18.



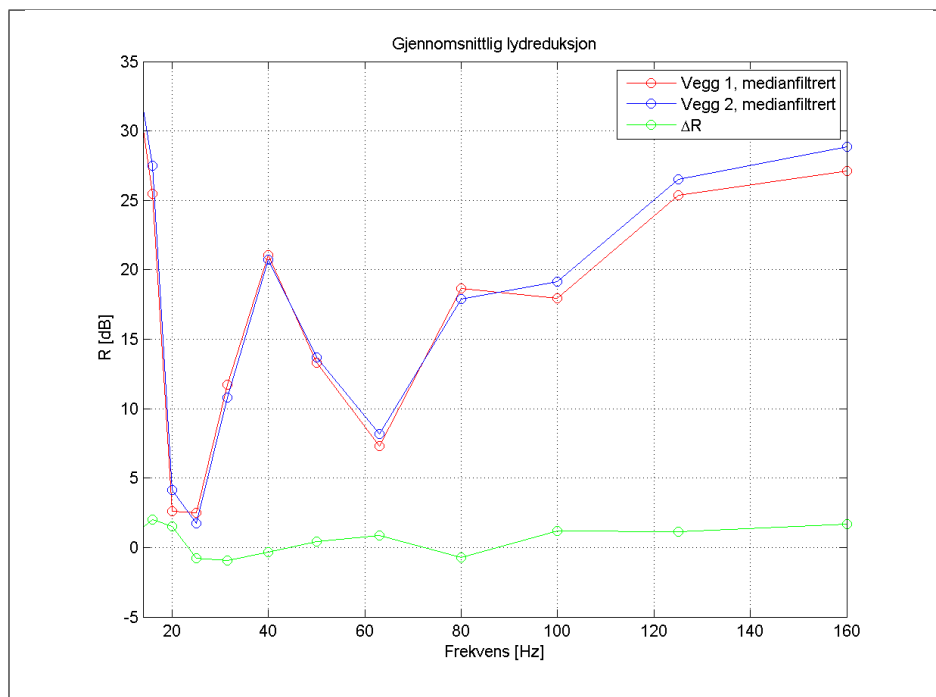
Figur 16: To parallelle skruer i vegginnfesting, vegg 2 2014.

Lydisolasjon

Den gjennomsnittlige lydreduksjonen for vegg 1 og vegg 2 i figur 17 viser at det er forholdsvis små forskjeller mellom de to innfestingene. Dette er veldig tydelig for ΔR i 1/3-oktaver, hvor største avvik er på 2 dB. SINTEFs målinger i vedlegg D viser at forskjellene er små også høyere opp i frekvens, men at vegg 2 er noe bedre.



Smalbånd



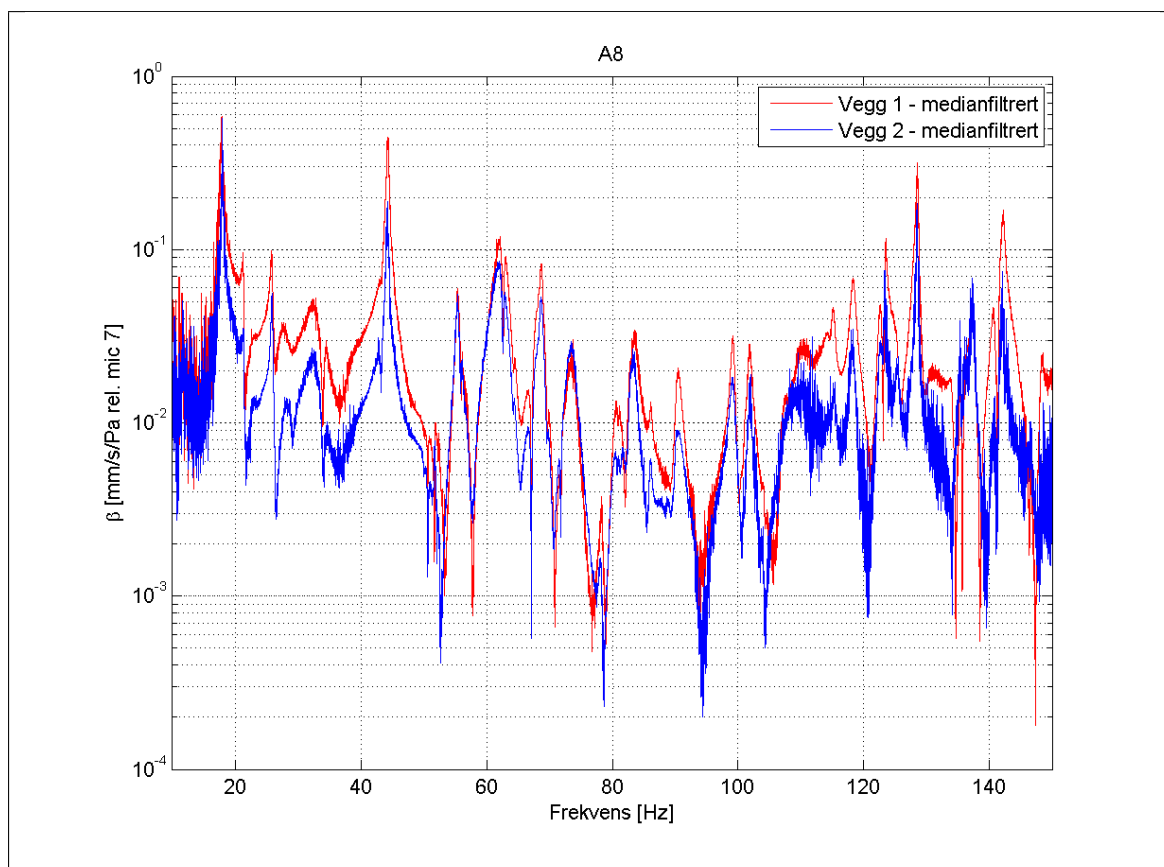
1/3-oktavnband

Figur 17: Målt lydisolasjon, vegg 1 og 2 2014.

Admittans

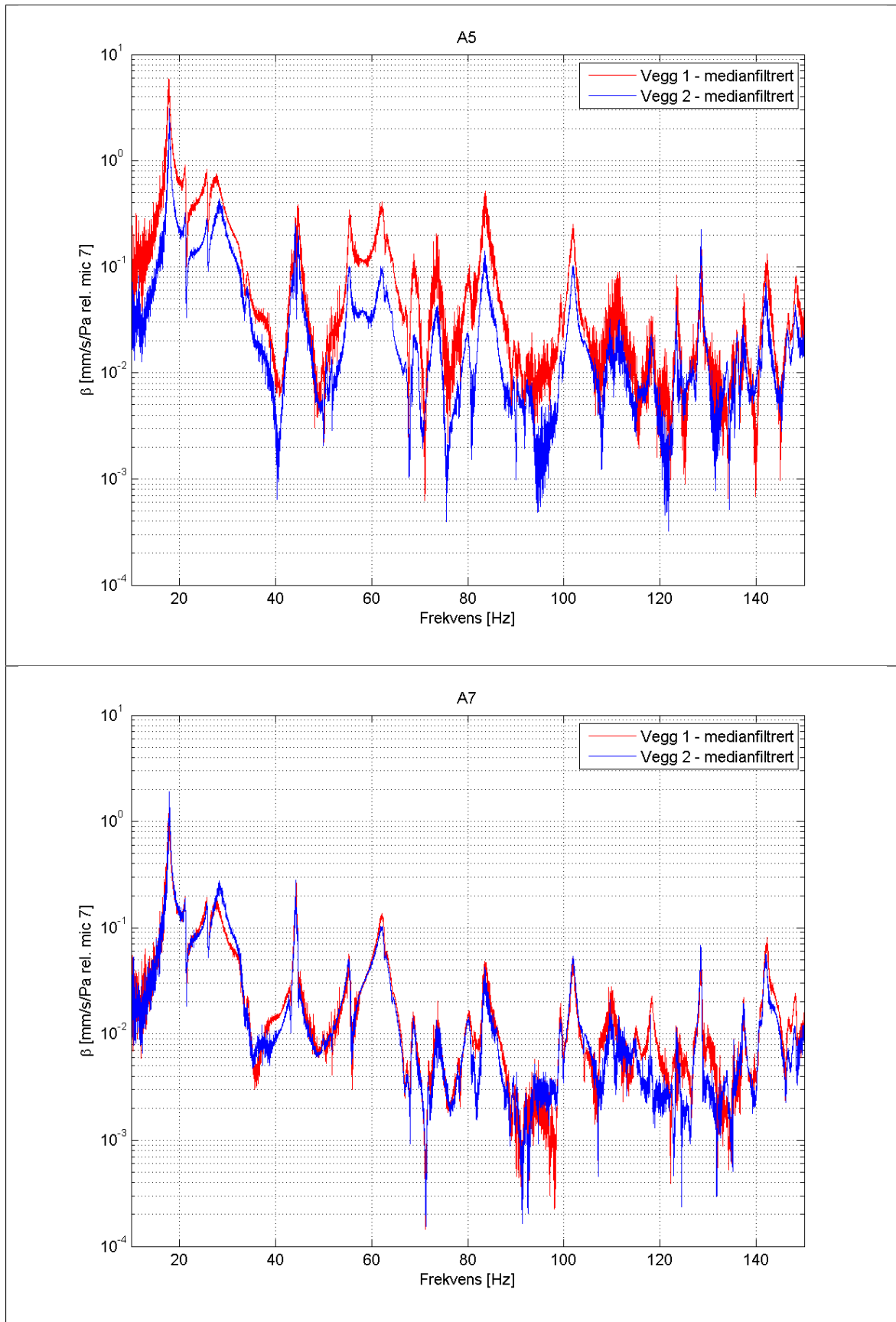
Admittansen ved veggens innfesting er sammenliknet for vegg 1 og 2. Figur 19 viser A5 på toppsvillen og A7 på bunnsvillen. For A5 er det store forskjeller mellom vegg 1 og 2, med jevnt over høyere admittans for vegg 1. Nivåforskjellene ser ut til å minske i frekvensområdet over 100 Hz. For A7 er forskjellene derimot relativt små.

Også for A8, plassert ved veggens vertikale innfesting, er det tydelig forskjell mellom vegg 1 og 2. Som vist i figur 18 er admittansen for vegg 1 høyere enn for vegg 2 i stort sett hele frekvensområdet.



Figur 18: Målt admittans ved vertikal vegginnfesting, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 1 og 2 2014.

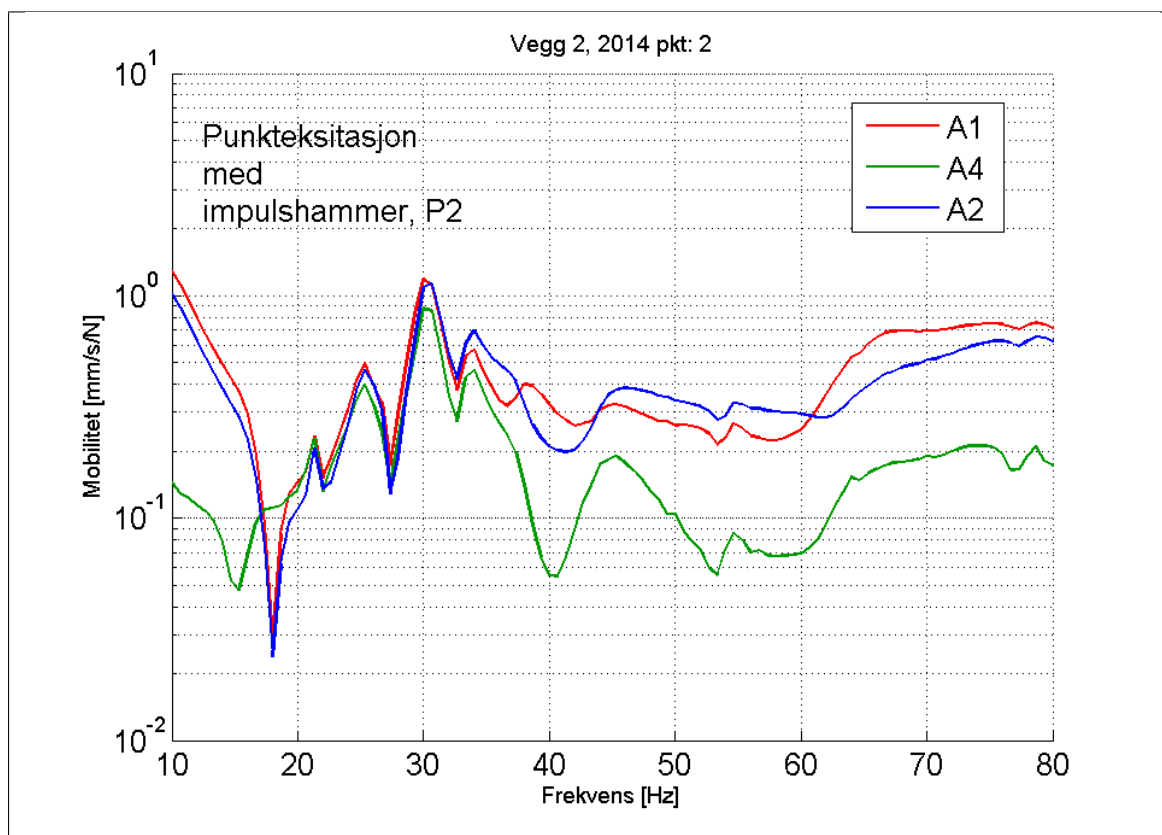
Admittansen ved bunnsvillen er lite forandret mens det er større forskjeller ved toppsvill og vertikal innfesting. Innfestingen ble endret på samme måte i topp- og bunnsvill, men allikevel er det tydelig at innspenningsforholdene er ulike. Dynamikken er også noe mindre ved bunnsvillen enn ved toppsvillen.



Figur 19: Målt admittans ved horisontal vegginnfesting, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 1 og 2 2014.

Mobilitet, impedanshammer

Tilsvarende som for vegg 1 viser figur 20 mobiliteten for akselerometre på stender og over hulrom ved eksitasjon med impulshammer i punkt 2 (vist i figur 10 på side 18).



Figur 20: Mobilitet, vegg 2 2014 eksitert i punkt P2

Sammenliknet med vegg 1, vist i figur 15 på side 23, er det så å si ingen forskjeller i hverken frekvensforløp eller nivåer for den målte mobiliteten med topper ved 21, 25, 29 og 34 Hz.

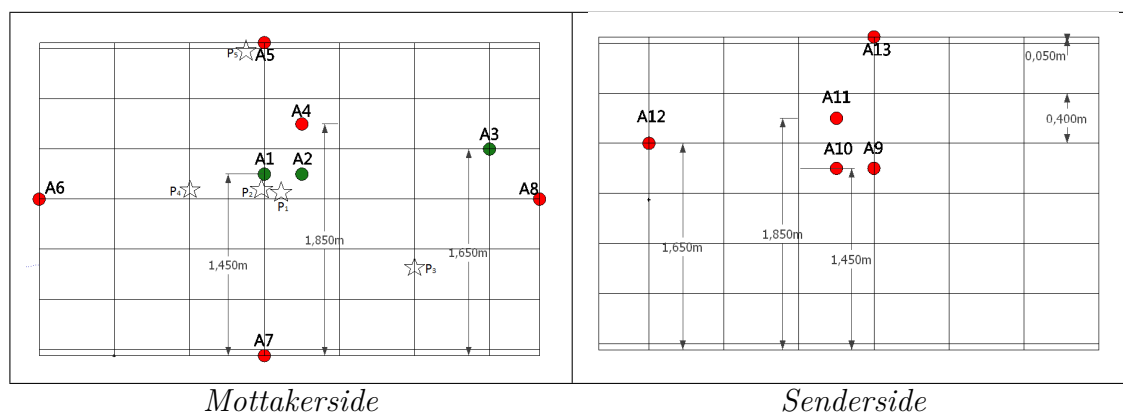
Tilsvarende er det observert svært få endringer i plasseringen av topp og bunnpunkt i admittansen og lydisolasjonen for vegg 1 og 2.

4.3.3 Vegg 3: Effekt av liggende akustikkprofiler

For vegg 3 er det montert liggende akustikkprofiler c/c 40 cm. Dette gjør at de kanskje kan øke veggens bøyestivhet i bredderetning i tillegg til å redusere koblingsstivheten mellom veggssidene. Den horisontale monteringen gjør også at koblingen mellom veggssidene virker som punktforbindelser istedenfor linjeforbindelsene vertikalt monterte profiler ville gitt. Ut fra likning 4 på side 4 kan dette utgjøre en forskjell i lydisolasjonens korreksjonsledd for veggforbindelser, ΔR .

Veggens masse er også økt ved å endre kledningen på sendersiden fra 9 mm til 2x13 mm gips. Dette burde gi økt lydisolasjon i det massestyrte området, i tillegg til å flytte hulromsresonansen ned i frekvens. Masseøkningen sammen med en hulromsøkning på 25 mm gir en beregnet hulromsresonans på 61 Hz.

Stenderne og akustikkprofilene lager et rutenett med knutepunkter og hulrom, vist i figur 21. Akselerometerplasseringene er valgt slik at de er står midt over hulrommet i rutenettet (A2, A4, A9 og A10), i knutepunkter (A3, A5, A6, A7, A8, A12 og A13), og over stender og midt mellom to akustikkprofiler (A1 og A9).



Figur 21: Akselerometerplassering vegg 3 2014.

Lydisolasjon

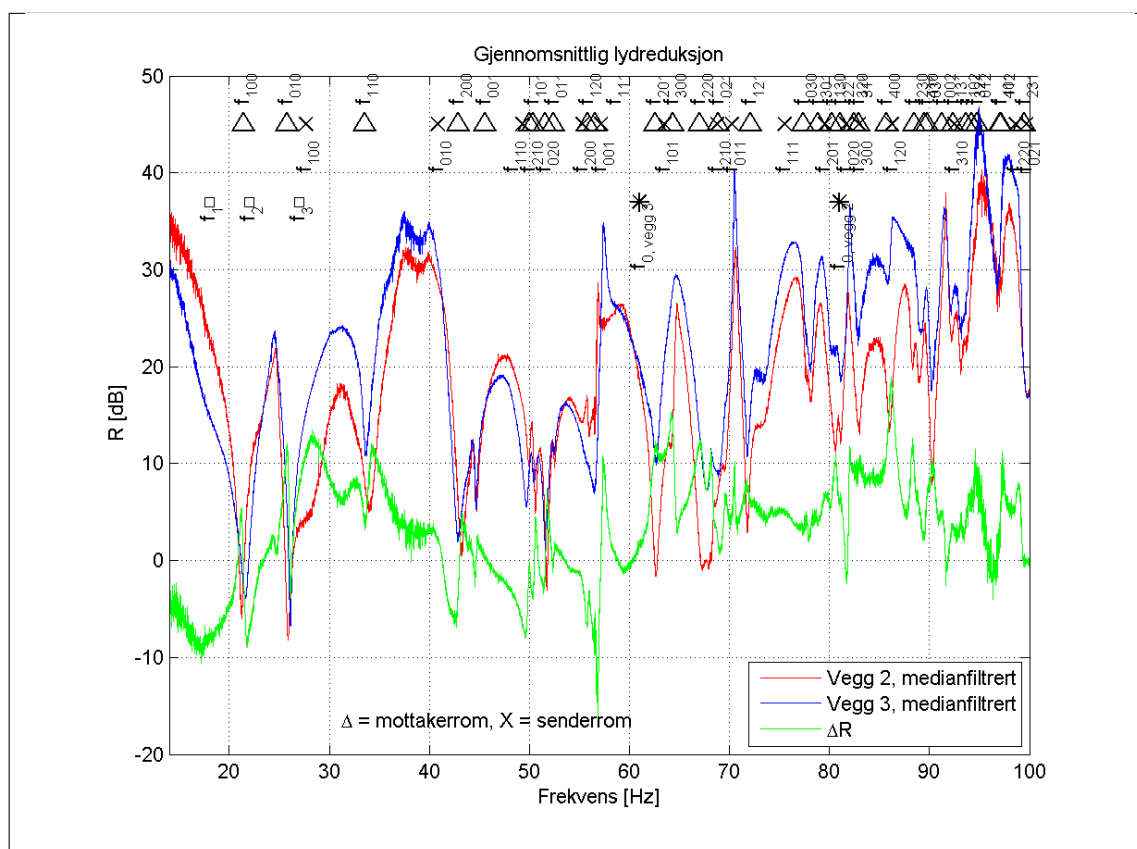
I figur 22 er målt lydisolasjon sammenliknet for vegg 2 og 3 i smalband sammen med de fire første egenfrekvensene til vegg 3 i tillegg til beregnede rommoder og hulromsresonanser. Veggens egenfrekvenser er funnet i figur 25 på side 32. I figur 23 er isolasjonen vist i 1/3-oktaver.

Den målte lydisolasjonen til vegg 3 er, i likhet med vegg 1 og 2, i stor grad styrt av rommodene i mottakerrommet. Første egenfrekvens for vegg 3 er ved 18 Hz og ved denne frekvensen har veggens lydisolasjon en svak knekk. Dette er ikke synlig for vegg 2, som heller ikke har noen egenfrekvens der. De to bunnpunktene ved 21 og 26 Hz er så å si helt like for vegg 2 og 3, men vegg 2 har en knekk i isolasjonen ved sin tredje egenfrekvens.

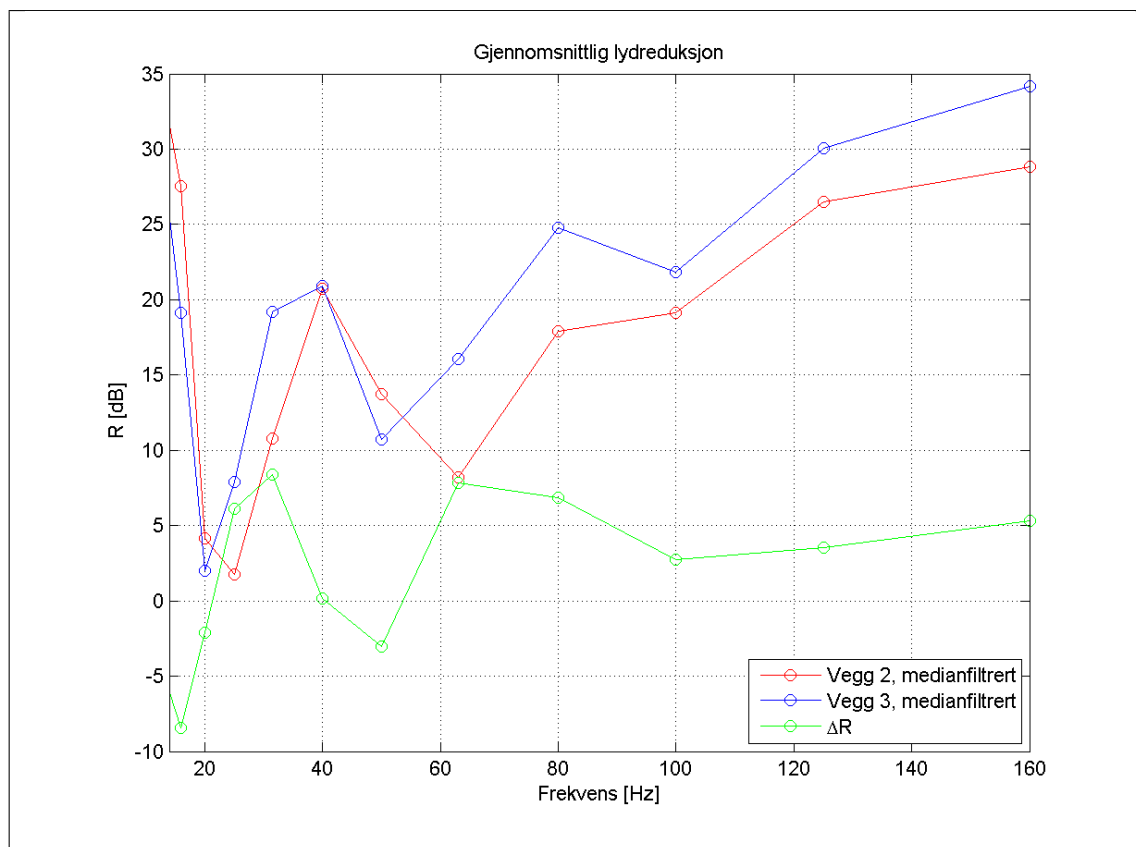
Med et unntak ved 41-56 Hz har vegg 3 høyere lydisolasjon enn vegg 2 for alle frekvenser over 26 Hz. Dette gjelder hele det målte frekvensområdet. I bunnpunktet ved 35 Hz er den målte lydisolasjonen 5 dB høyere for vegg 3 enn for vegg 2. I tillegg til mode f_{110} i mottakerrommet sammenfaller dette bunnpunktet med egenfrekvens f_4 for vegg 2.

Tilsvarende som for vegg 1 og 2 ser frekvensforløpet i 1/3-oktaver for vegg 3 ut til å stemme forholdsvis bra med skissen i figur 2 på side 3, med et dykk ved 20 Hz som passer med overgang fra stivhets- til massestyrt område og et dykk ved 50 Hz som kan se ut som hulromsresonansen. Men, hulromsresonansen er beregnet til å ligge ved 61 Hz og havner derfor innenfor 63 Hz-båndet. Ut fra figur 22 ser dette dykket ut til å skyldes moder i mottakerrommet.

Sammenlikningen med vegg 2 viser at veggens lydreduksjon fra 20 Hz-båndet og ned blir lavere med akustikkprofilene montert, mens den blir en god del høyere i de øvrige frekvensbåndene (med unntak av 50 Hz-båndet). Vedlegg D viser at forskjellene er enda større i høye frekvenser.



Figur 22: Målt lydisolasjon med rommoder og veggresonanser, vegg 2 og 3 2014.

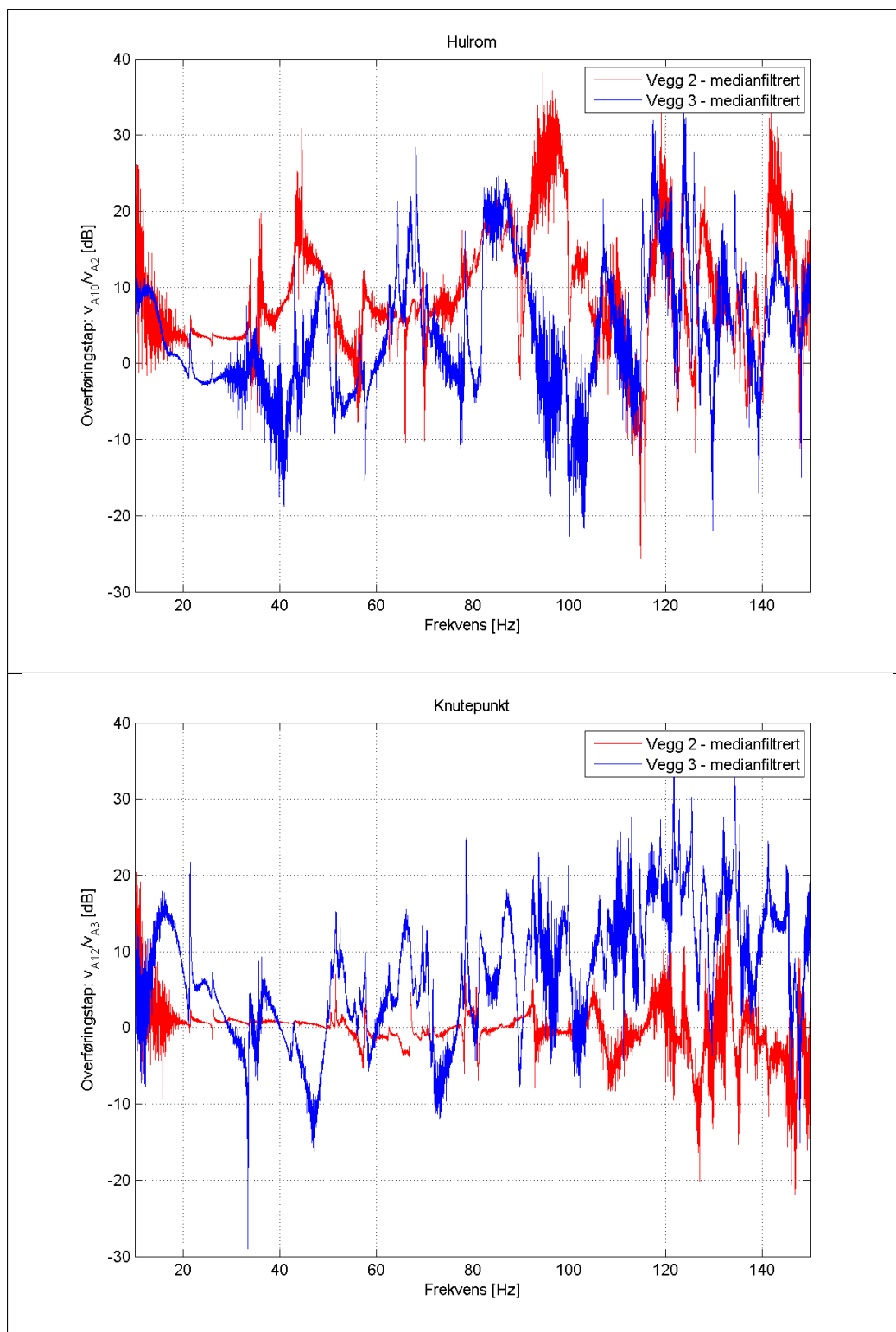


Figur 23: Målt lydisolasjon, vegg 2 og 3 2014.

Overføringstap veggvibrasjoner

Den reduserte koblingsstivheten mellom veggssidene som følge av akustikkprofilene burde gi større forskjeller i målt admittans på sender- og mottakerside for vegg 3 i frekvenser over profilets resonansfrekvens. Dette er kontrollert for et akselerometerpar over hulrom (A1 og A9) og i knutepunktet mellom stender og akustikkprofil (A3 og A12). Knutepunktet er valgt fordi dette er den mest direkte overføringsveien mellom sender- og mottakerside.

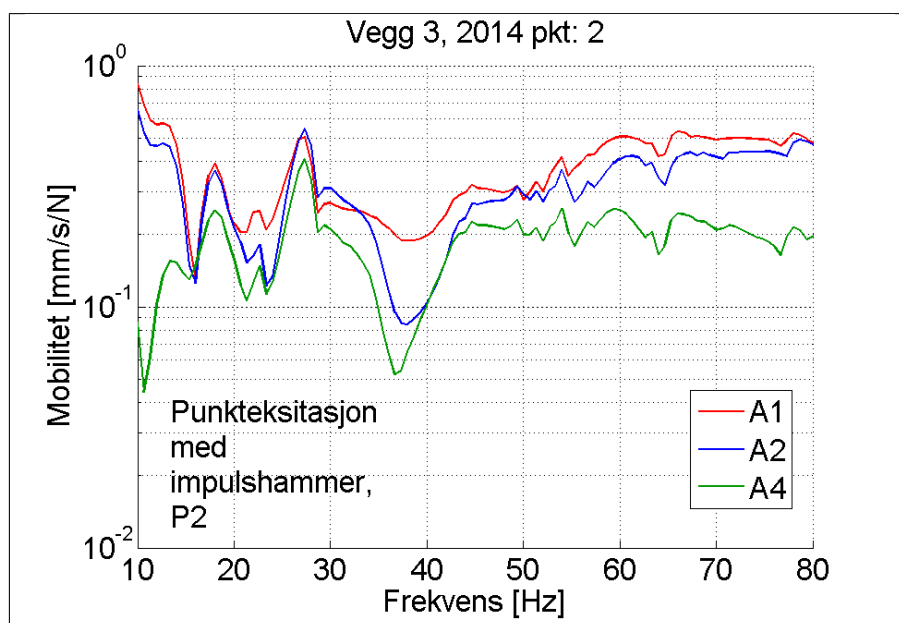
I figur 24 er dette vist som et overføringstap i dB. Ved knutepunktet gir akustikkprofilen høyere overføringstap med økende frekvens, men det gir også større dynamikk enn vegg 2 i frekvensene under 100 Hz. Dynamikken ved hulrommet er mye større enn ved knutepunktet for både vegg 2 og 3. Her har de to veggene nesten likt overføringstap i frekvensene over 110 Hz og i frekvensene under dette er tapet for det meste større for vegg 2.



Figur 24: Overføringstap gjennom vegg, $L = 10 \log \left(\frac{|v_{senderside}^2|}{|v_{mottakerside}^2|} \right)$, vegg 2 og 3 2014.

Mobilitet, impedanshammer

Den målte mobiliteten ved eksitasjon i punkt 2 er vist i figur 25.



Figur 25: Mobilitet, vegg 3 2014 eksitert i punkt P2.

Ved å sammenlikne med mobiliteten for vegg 2, vist i figur 20, viser det seg at veggens første egenfrekvens er lavere enn for vegg 1 og 2. Toppen ved 21 Hz for vegg 2 ligger nå ved 22 Hz, men dette er nok ikke av betydning. Både for vegg 2 og 3 er denne toppen mye mindre enn de andre andre toppene. For vegg 3 er det klare egenfrekvenser ved 18, 22 og 27 Hz.

4.3.4 Vegg 4: Effekt av liggende tynnplateprofiler

For vegg 4 er det gjort to tiltak for øke veggens bøyestivhet; bytte ut de liggende akustikkprofilene med liggende 50x100 mm tynnplateprofiler av stål montert c/c 60 cm og erstatte 2x13 mm gips med 22 mm kryssfinér og 9 mm gips.

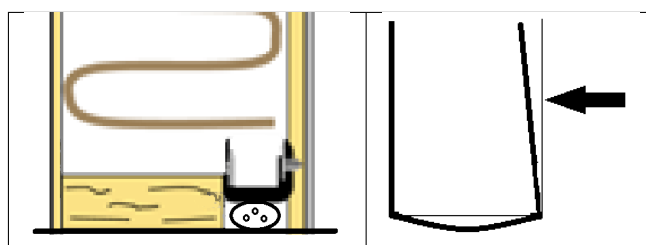
Tynnplateprofilene skal gi økt stivhet i veggens bredderetning, mens finérplaten tilfører stivhet i alle retninger. Siden finérplaten er så tykk er veggens flatemasse så å si uendret sammenliknet med vegg 3.

Samtidig som at tynnplateprofilene gir økt bøyestivhet i veggens bredderetning forventes de også å gi svakere kobling mellom veggene på grunn av profilets U-form. Formen gjør at profilet lett kan bøyes og dermed har liten motstand mot krefter påført normalt på veggflaten, skissert i figur 26. I så fall burde dette vise seg i den målte lydisolasjonen, slik som for akustikkprofilene ved vegg 3.

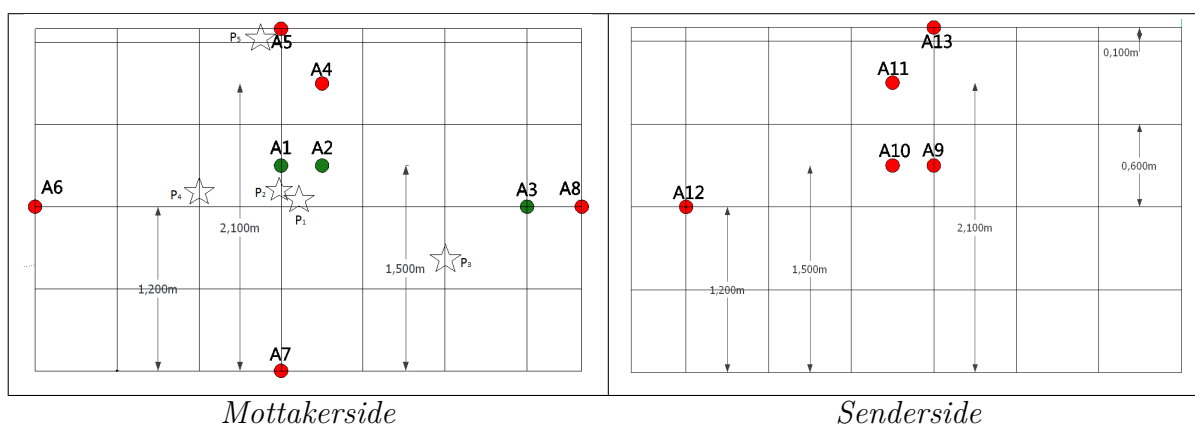
Figur 26 viser også at det nederste profilet er understøttet av en bunnfyllingslist. Dette er for å unngå at finér- og gipskledningen siger ned og hviler på gulvet som følge av deformasjoner i tynnplateprofilene.

Denne veggkonstruksjonen har en viktig svakhet. Den tykke finérplaten som er plassert på veggens ytterside gir en stor økning i damp tettheten. 2x13 mm gips gir en ekvivalent luftlagstykkelse, S_d , på omtrent 0,4 m mens 22 mm finér og 9 mm gips gir en S_d -verdi på rundt 1,1 m (Byggforsk, 2003, tabell 2a). Basert på SINTEF Byggforsk sin anbefaling om maksimal damp tetthet på $S_d = 0,5$ m i vindsperre (Edvardsen og Ramstad, 2010, tabell 6.3.2) byr finérplaten på mulige fukttekniske problemer ved at veggens uttørkingsmuligheter blir veldig dårlige. En mulig vei rundt dette problemet er å luften bak finérplaten, men dette lar seg ikke gjennomføre når tynnplateprofilene er montert liggende.

Akselerometerplasseringen er tilsvarende som for vegg 3 og er vist i figur 27. Ulik senteravstand mellom akustikkprofilene ved vegg 3 og tynnplateprofilene ved vegg 4 gjør at akselerometerplasseringens høyde avviker mellom de to veggene.



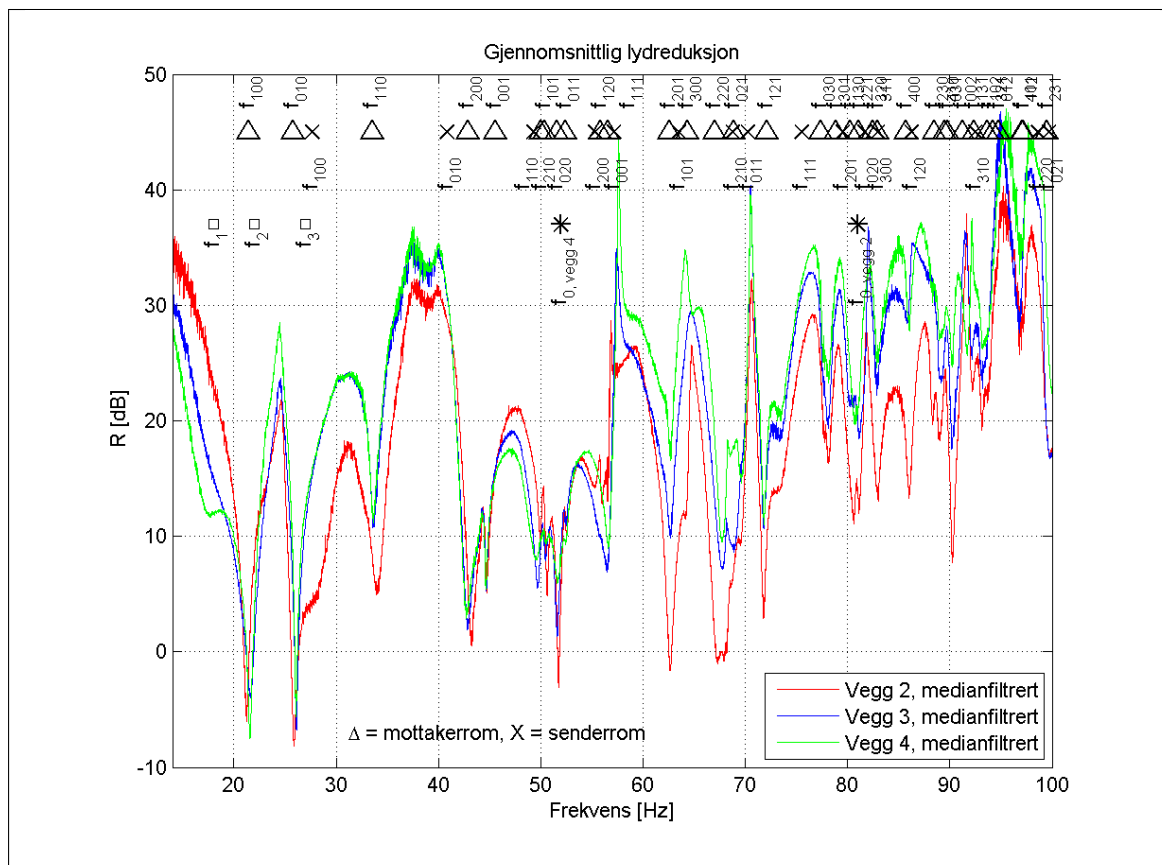
Figur 26: Montering og bøyning ved påtrykk på tynnplateprofil, vegg 4 2014.



Figur 27: Akselerometerplassering, vegg 4 2014.

Lydisolasjon

I figur 28 er den målte lydisolasjonen i smalband sammenliknet med beregnede rommoder og målte egenfrekvenser for vegg 4, funnet fra figur 32.



Figur 28: Målt lydisolasjon med rommoder og veggresonanser, vegg 4 2014.

Slik som for vegg 3 er det en egenfrekvens ved 18 Hz og for vegg 4 ser den ut til å ha mye større innvirkning på veggens lydisolasjon. Egenfrekvensen gir kun en liten knekk hos vegg 3, mens det for vegg 4 er et klart plattå. Dette kan skyldes at bøyestivheten langs lengden er høyere for tynnplateprofilen enn for akustikkprofilen og dermed påvirker isolasjonen i større grad.

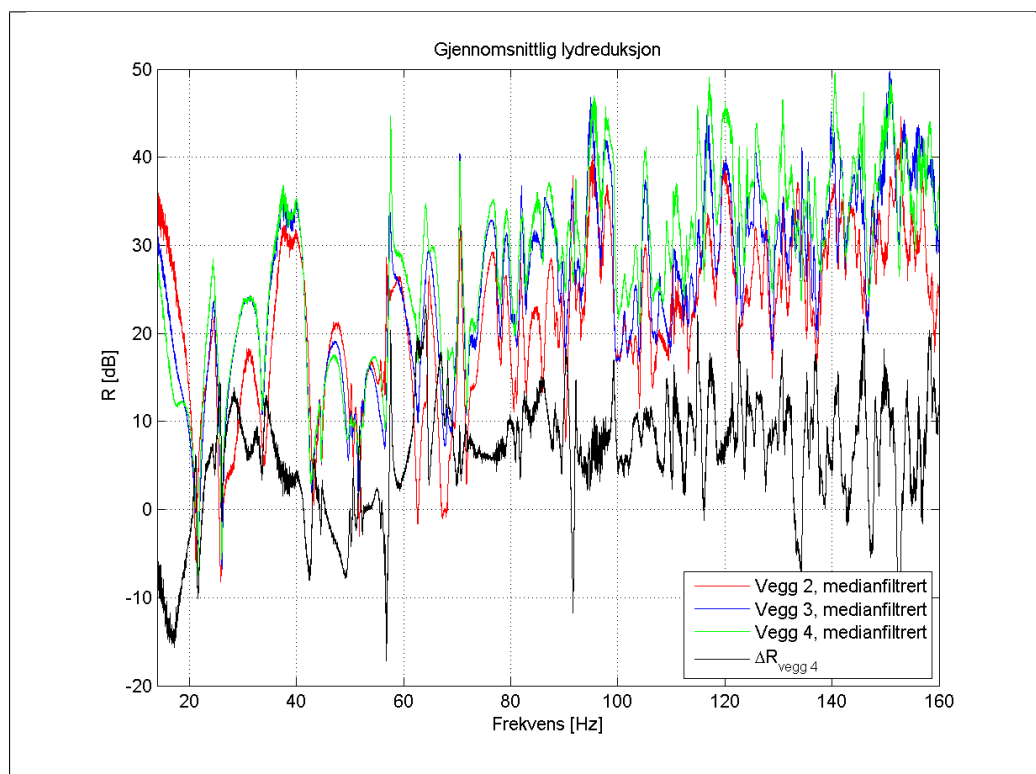
Hulromsresonansen er beregnet til 52 Hz og i frekvensene fra 45 Hz og opp til 52 Hz er lydisolasjonen bedre for vegg 2 og 3.

Den målte lydisolasjonen for vegg 4 er sammenliknet med vegg 2 og 3 i smalband og 1/3-oktavgband i figur 29.

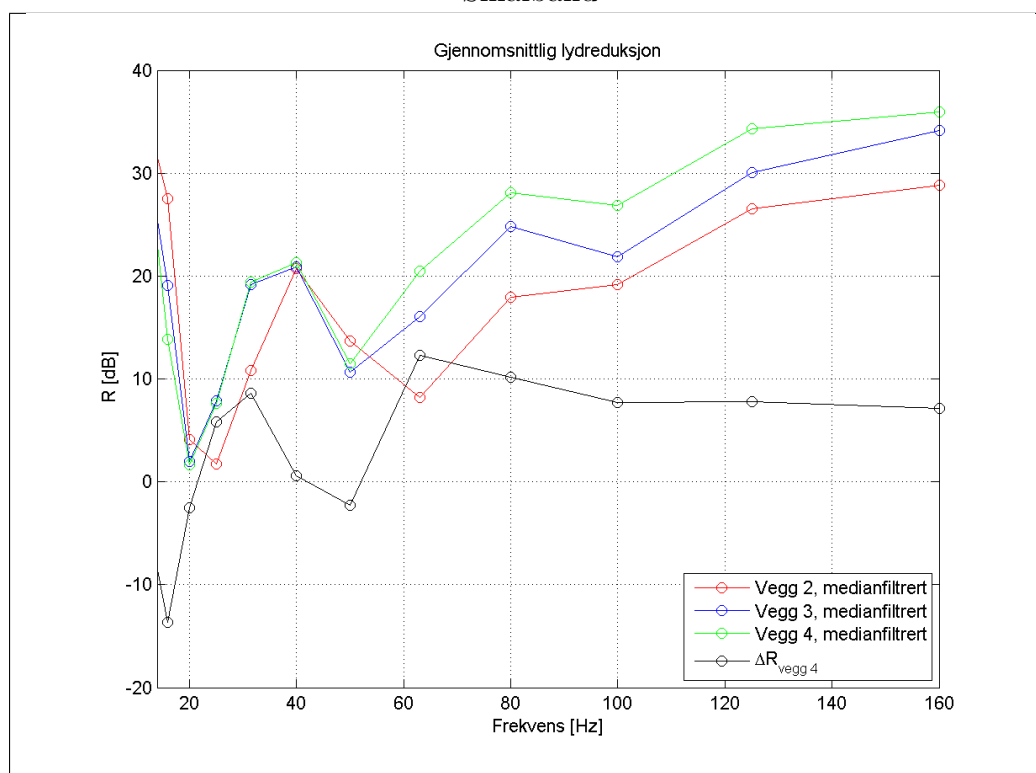
Forskjellene mellom vegg 3 og 4 er forholdsvis små og frekvensforløpet til de to veggene er veldig likt, men vegg 4 har noe større reduksjon for frekvenser over omtrent 40 Hz. Mellom 20 og 40 Hz ligger de to veggens kurver så å si rett oppå hverandre, mens vegg 4 har dårligere isolasjon i egenfrekvensen ved 18 Hz.

I 1/3-oktaver er forskjellene mellom veggene tydeligere. Vegg 3 og 4 viser svært lik oppførsel, men vegg 4 gir en god del bedre lydisolasjon i frekvensbandene over 50 Hz. Fra 50 Hz-båndet og ned er vegg 3 og 4 tilnærmet like, med unntak av 16 Hz-båndet som styres

av egenfrekvensen. Vedlegg D viser at vegg 4 er noe bedre enn vegg 3 i de aller fleste frekvensbåndene over 50 Hz.



Smalbånd



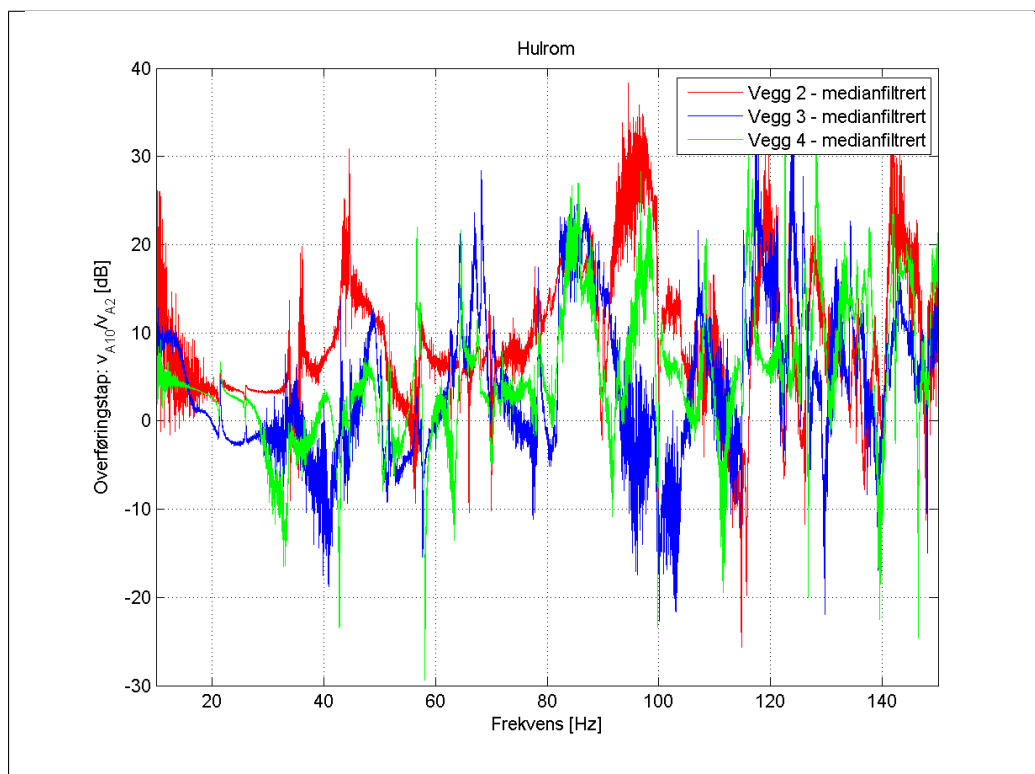
1/3-oktavbånd

Figur 29: Målt lydisolasjon, vegg 2, 3 og 4 2014.

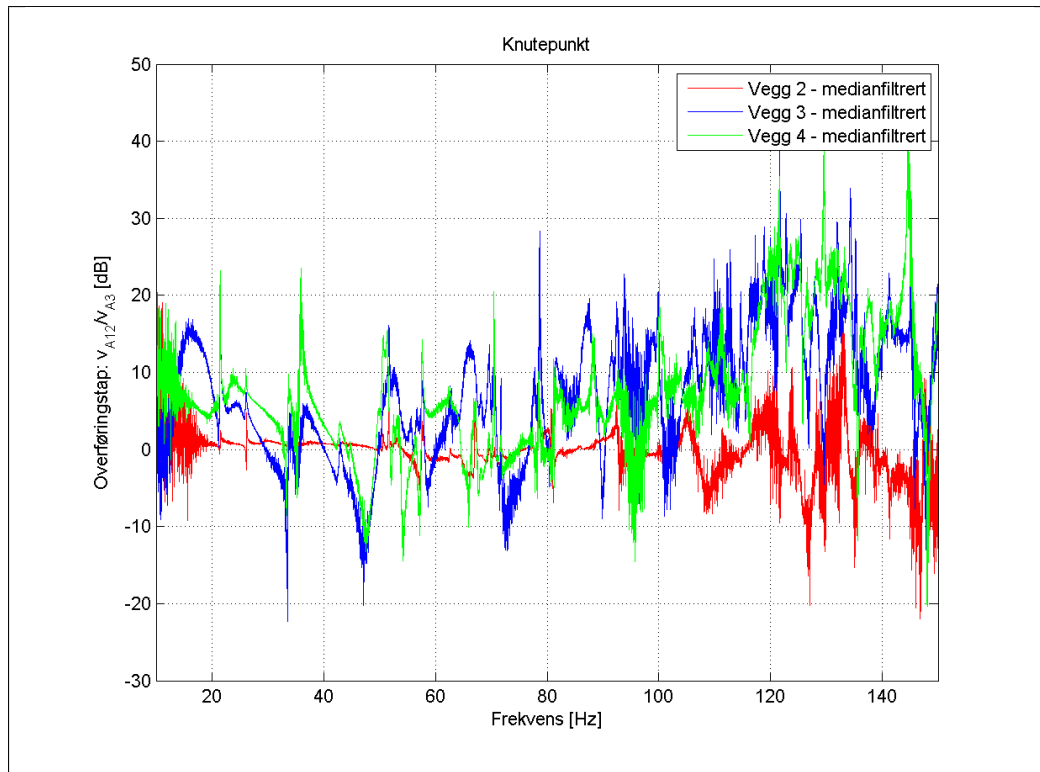
Overføringstap veggvibrasjoner

Veggens overføringstap gjennom hulrom og i knutepunktet mellom stender og profil for vegg 4 er sammenliknet med vegg 2 og 3 i figur 30 og 31.

Tilsvarende som for lydisolasjonen viser vegg 3 og 4 mye av den samme oppførselen i overføringstapene. Sammenliknet med vegg 2 er dynamikken i knutepunktet større, og tapet blir høyere med økende frekvens. Nivåmessig er det så å si ingen forskjell mellom vegg 3 og 4, men plasseringen av enkelte topper og dykk er noe forskjellig.



Figur 30: Overføringstap gjennom vegg, $L = 10 \log \left(\frac{|v_{senderside}^2|}{|v_{mottakerside}^2|} \right)$, vegg 2, 3 og 4 2014.

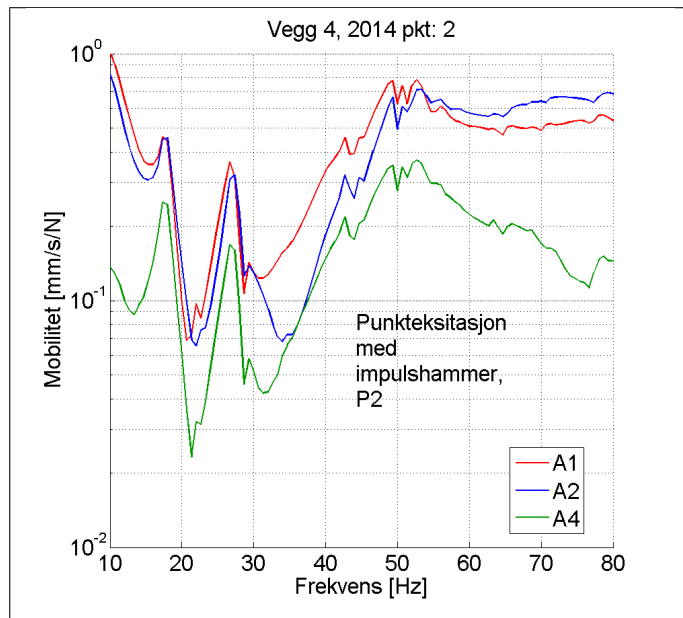


Figur 31: Overføringstap gjennom vegg, $L = 10 \log \left(\frac{|v_{senderside}^2|}{|v_{mottakerside}^2|} \right)$, vegg 2, 3 og 4 2014.

Mobilitet, impedanshammer

Målt mobilitet ved punkteksitasjon med impedanshammer i punkt 2 for vegg 4 er vist i figur 32.

Mobiliteten viser to klare egenfrekvenser ved 18 og 27 Hz, akkurat som vegg 3. Den svake toppen ved 21-22 Hz for vegg 2 og 3 er enda svakere for vegg 4, men ser ut til å være der.



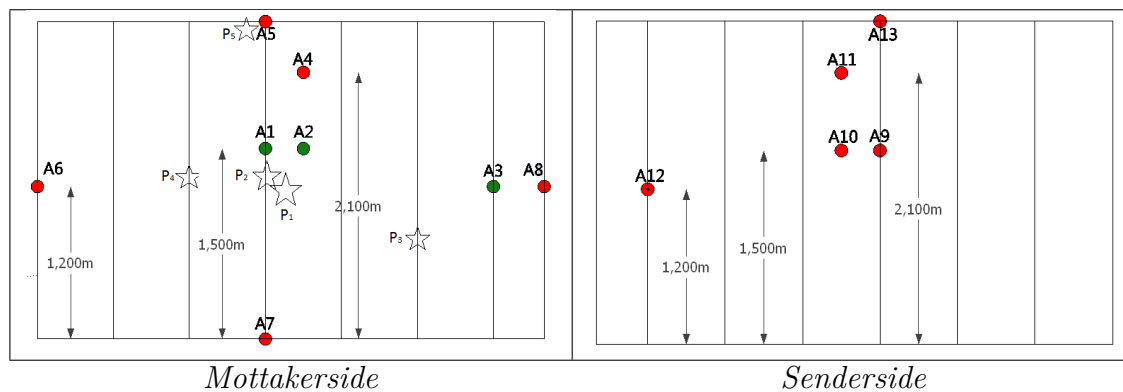
Figur 32: Mobilitet, vegg 4 2014 eksitert i punkt P2

4.3.5 Vegg 5: Effekt av stående tynnplateprofiler

For vegg 5 er de samme tynnplateprofilene som for vegg 3 brukt, men de er montert stående. I tillegg til å øke veggens stivhet i høyderetningen gjør en slik montering det mulig å lufte bak finér- og gipsplatene, slik at man unngår den mulige fuktproblematikken diskutert på side 33.

Stående kontra liggende profiler vil også gi et større koblingareal mellom veggside, siden profilene nå er skrudd til stenderne i hele vegg høyden istedenfor i enkeltpunkter.

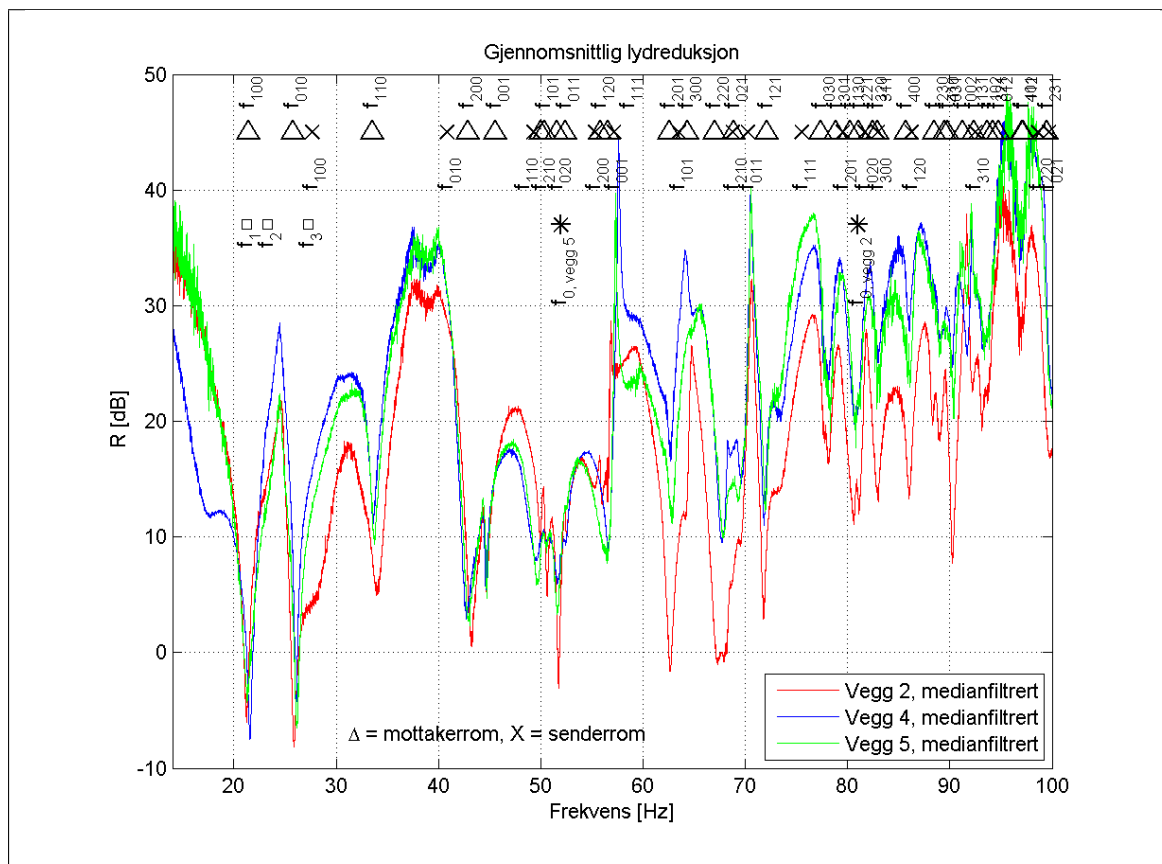
Akselerometrenes plassering er vist i figur 33.



Figur 33: Akselerometerplassering, vegg 5 2014.

Lydisolasjon

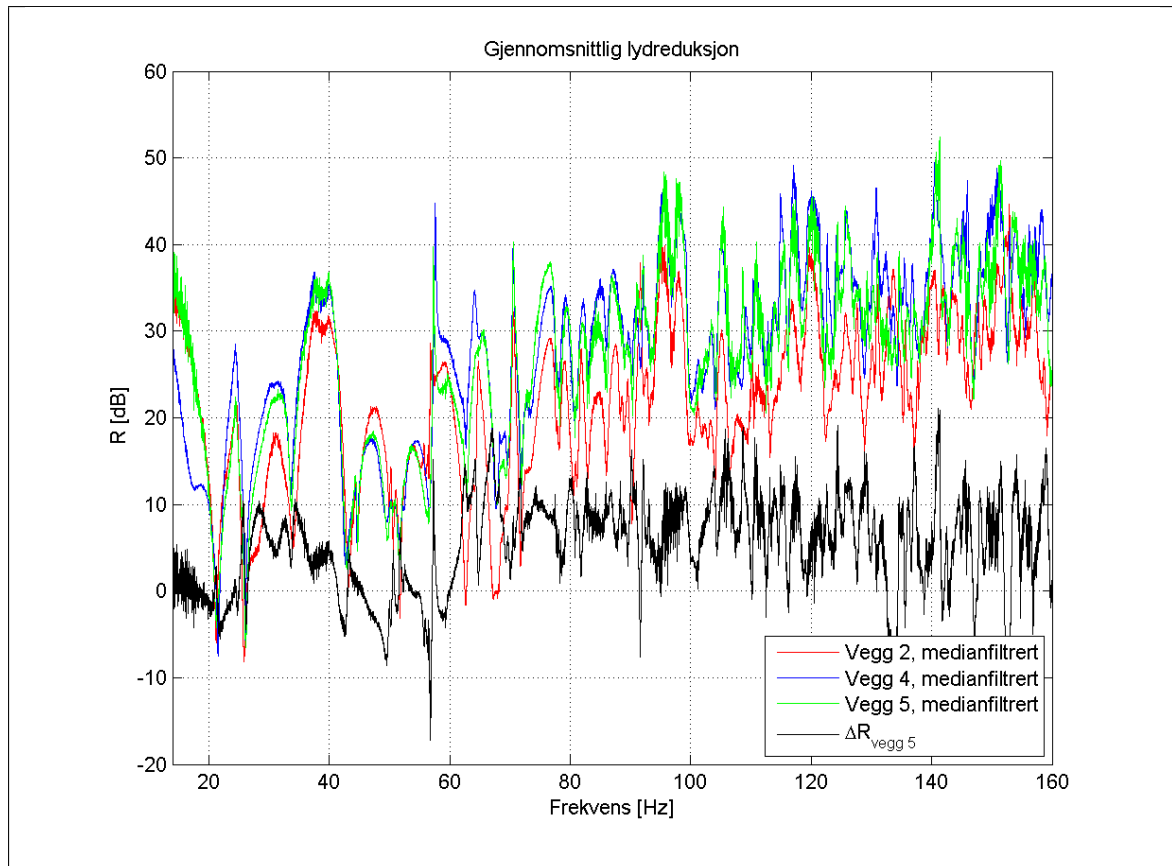
I figur 34 er målt lydisolasjon i smalband sammenliknet med målte egenfrekvenser og beregnet hulromsresonans og rommoder. Den eneste forskjellen mellom vegg 4 og 5 er tynnplateprofilenes retning og dermed er hulromsresonansen på 52 Hz uendret.



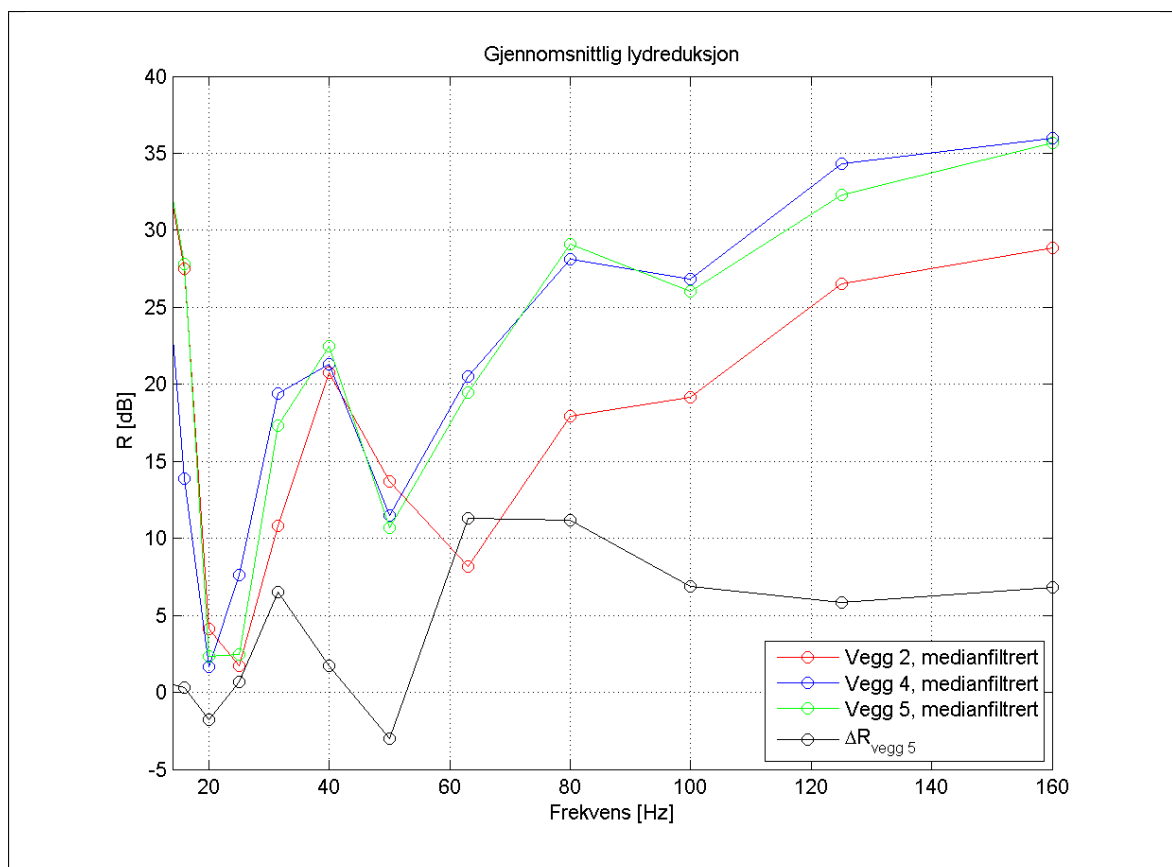
Figur 34: Målt lydisolasjon med rommoder og veggresonanser, vegg 5 2014.

Vegg 5 viser klart bedre lydisolasjon enn vegg 4 i frekvensområdet under 20 Hz og ligger så godt som oppå den målte isolasjonen for vegg 2 i frekvensene under 26 Hz. I frekvensene mellom 26 og 57 Hz er forløpet svært likt for vegg 4 og 5, med kun små nivåavvik. Vegg 4 er derimot en del bedre enn vegg 5 i frekvensene 59-65 Hz og 68-70 Hz.

En sammenlikning av vegg 2, 4 og 5 er gjort i smalband opp til 160 Hz og i 1/3-oktaver i figur 35. I 1/3-oktaver viser forskjellene mellom vegg 4 og 5 seg å være heller små i frekvensområdet over 31,5 Hz, med en største forskjell på 2 dB i 125 Hz-båndet. Det samme viser seg ved høyere frekvenser i SINTEFs målinger, gitt i vedlegg D.



Smalbånd



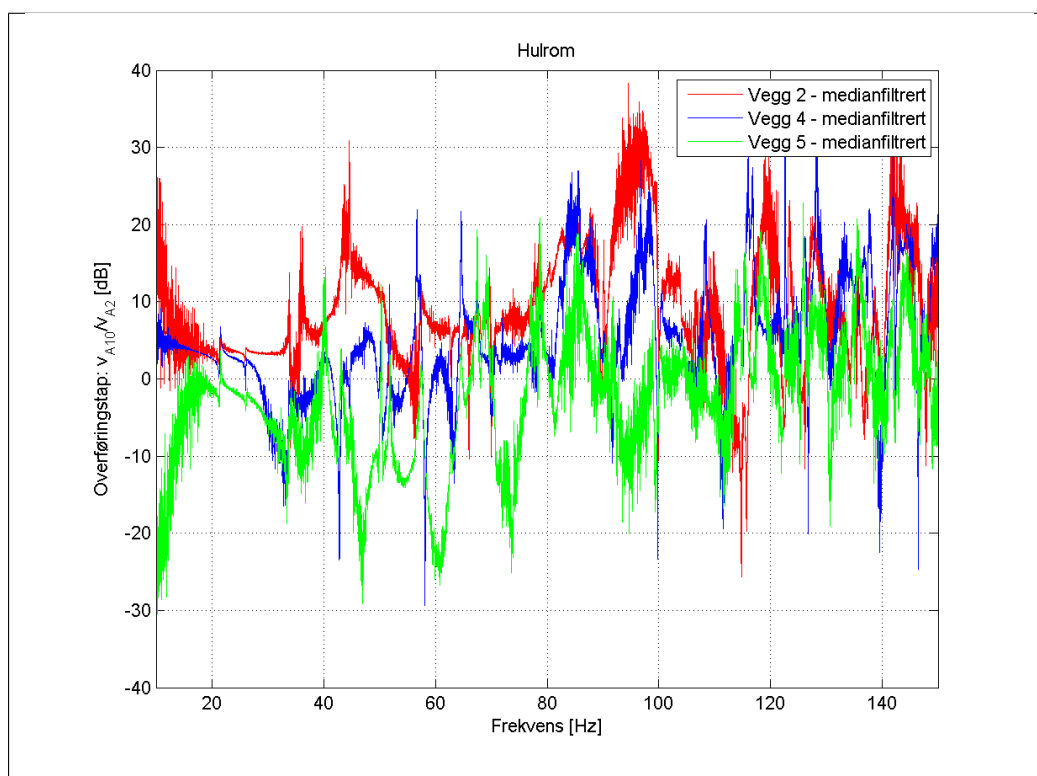
1/3-oktavnband

Figur 35: Målt lydisolasjon, vegg 2, 4 og 5 2014.

Overføringstap veggvibrasjoner

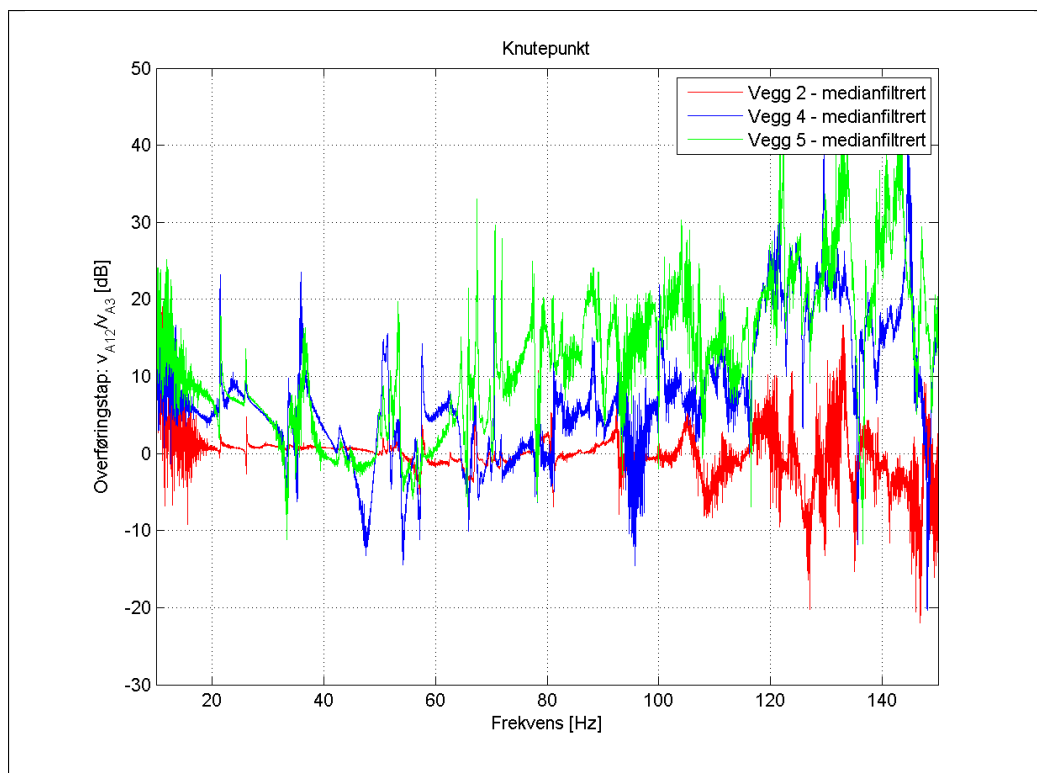
Overføringstapet gjennom hulrom og via tynnplateprofil og stender er vist i figur 36 og 37. For vegg 5 er ikke profilene og stenderne normalt på hverandre slik som for vegg 4. Dermed har veggene linje- og ikke punktkoblinger. For å kunne sammenlikne med vegg 4 er akselerometre A3 og A12, plassert i knutepunkt for vegg 4, brukt.

Ved hulrommet er det negativt overføringstap for vegg 5 i nesten hele frekvensområdet opp til 110 Hz. I dette området ser dynamikken også ut til å være større enn for vegg 4.



Figur 36: Overføringstap gjennom vegg, $L = 10 \log \left(\frac{|v_{senderside}^2|}{|v_{mottakerside}^2|} \right)$, vegg 2, 4 og 5 2014.

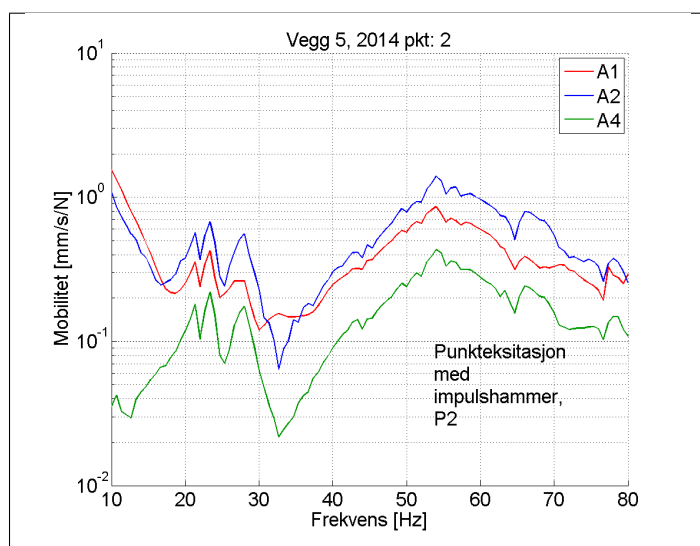
I knutepunktet er forholdet mellom vegg 4 og 5 en del anderledes. I frekvensområdet under 65 Hz og over 110 Hz er det forholdsvis små forskjeller i overføringstapet for de to veggene. Mellom 65 og 110 Hz er tapet større for vegg 5.



Figur 37: Overføringstap gjennom vegg, $L = 10 \log \left(\frac{|v_{senderside}^2|}{|v_{mottakerside}^2|} \right)$, vegg 2, 4 og 5 2014.

Mobilitet, impedanshammer

Den målte mobiliteten ved eksitasjon med impulshammer i punkt 2 er vist i figur 38.



Figur 38: Mobilitet, vegg 5 2014 eksitert i punkt P2

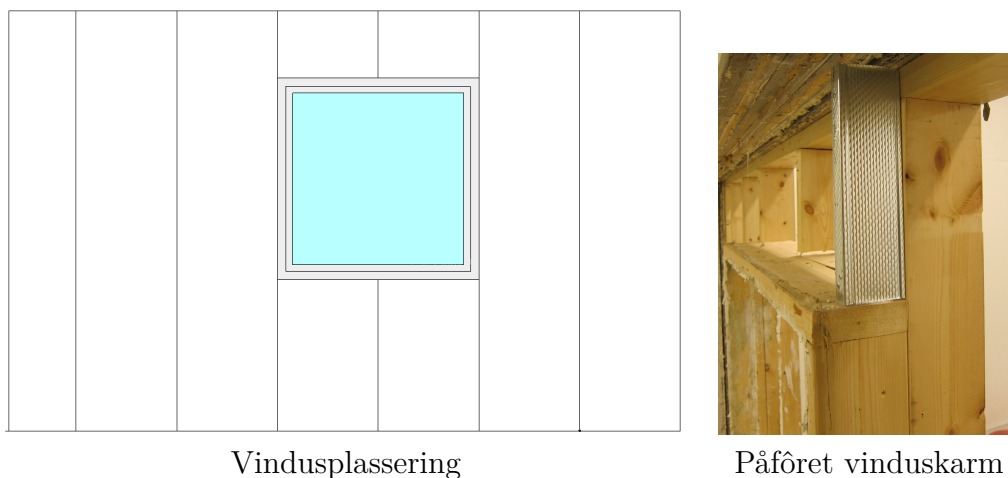
Mobiliteten viser klare topper ved 21, 23 og 28 Hz. Toppen ved 28 Hz er antakelig samme egenfrekvens som er observert for vegg 4, mens 21 Hz-toppen sammenfaller med første egenfrekvens for vegg 1 og 2. Også ved 25 Hz er det en topp for vegg 1 og 2. Det kan være denne som er forskjøvet til 23 Hz for vegg 5.

4.4 Vegger med vindu

Totalt sett ser vegg 5 ut til å gi best lydisolasjon. Mens vegg 3 og 4 gir lavere reduksjon i frekvensområdet under 20 Hz er vegg 5 tilnærmet lik med vegg 2. I frekvensområdet over dette gir vegg 4 marginalt bedre isolasjon enn vegg 5, men vegg 5 gir mulighet for lufting bak gips- og finérplatene. Vegg 5 er derfor brukt videre som tiltak.

Ved tiltak for å utbedre en ytterveggs lydisolasjon er vinduene minst like viktige som selve veggkonstruksjonen. Dersom vinduene er mye dårligere enn veggkonstruksjonen vil effekten av konstruksjontiltakene være svært begrenset. Det er derfor gjort målinger med tre ulike vinduer montert i vegg 5.

For å feste vinduene er det montert en påfôret vinduskarm i tre, som vist i figur 39.



Figur 39: Vegg med vindu.

4.4.1 Vegg 6, 7 og 8

For vegg 6 er det brukt en vindustype som er forholdsvis vanlig i noe eldre boliger. Det har en trekarm med toppsving (“husmorvindu”) og to glassflater med tykkelse på henholdsvis 6 og 4 mm med et 14 mm gassfylt hulrom. Dette vinduet kan dermed sees på som en referanse for å sammenlikne med de mer moderne vinduene for vegg 7 og 8.

Vinduet i vegg 7 har trippelglass hvor glassene på inn- og utside begge består av to laminerte 4 mm glassplater mens det er en enkelt 4 mm plate i midten. Avstanden er 10 mm mellom glasset ytterst og i midten, og 8 mm mellom midterste og innerste glass. For dette vinduet er karmen laget av hule aluminiumsprofiler.

Karmen er av typen “Drei-vipp” med mulighet for både vertikal og horisontal åpning. Dette kan gjøre at hengslingen tillater mer bevegelse siden det er flere låsemekanismer som kan ha noe slark.

Vinduskonstruksjonen i vegg 8 er satt sammen av to vinduer med en elastisk fuge imellom. Det ytterste vinduet er samme som for vegg 6. Det innerste vinduet har samme karm som for vegg 7, men med dobbeltglass bestående av to 4 mm laminerte glass og et 4 mm enkeltglass med 24 mm hulrom mellom. Avstanden mellom de to vinduskarmene er 100 mm. Kun den ytterste vinduskarmen er skrudd til veggen.

Glipen mellom veggen og vinduet er dyttet med mineralull og fuget på begge sider.

Lydisolasjon

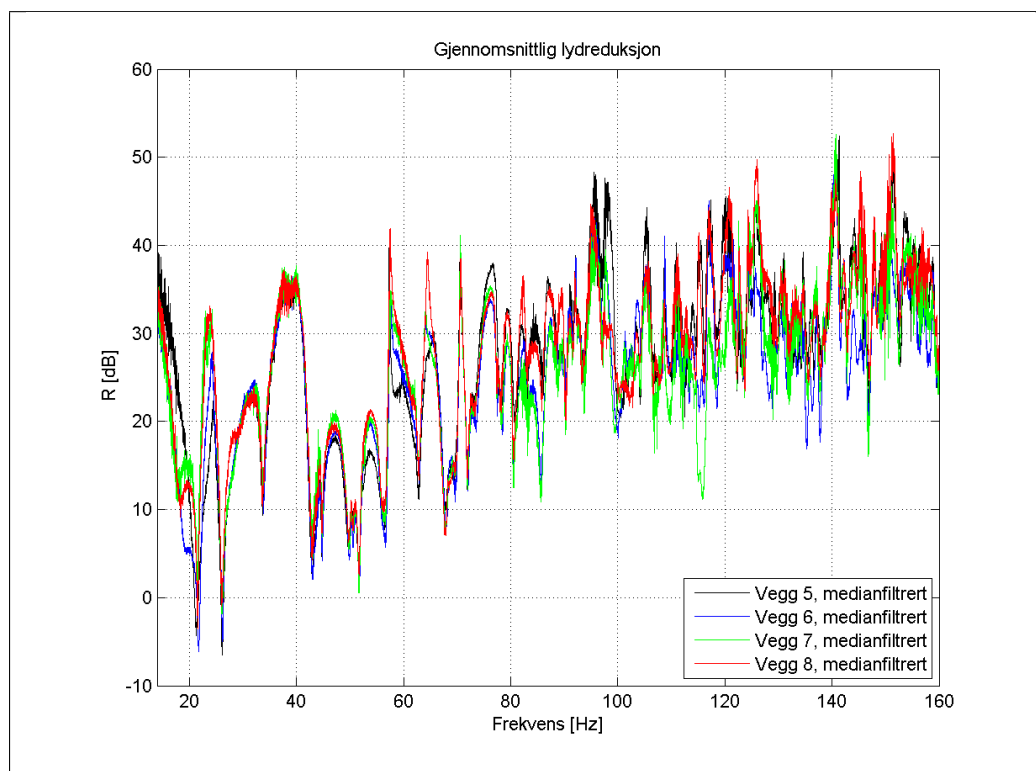
I figurer 40, 41 og 42 er lydisolasjonen sammenliknet for vegger 5, 6, 7 og 8. Smalbåndene viser at de fire veggene frekvensforløp stort sett er like, men at det er noen forskjeller i nivåene.

I frekvensene mellom 35 og 50 Hz er det så å si ingen forskjeller mellom vegg 5 og 6. Dette kan også sees for endringen i lydisolasjon ΔR i 1/3-oktaver, men her midles avvikene i 63 Hz-båndet ut slik at de er like også i dette båndet.

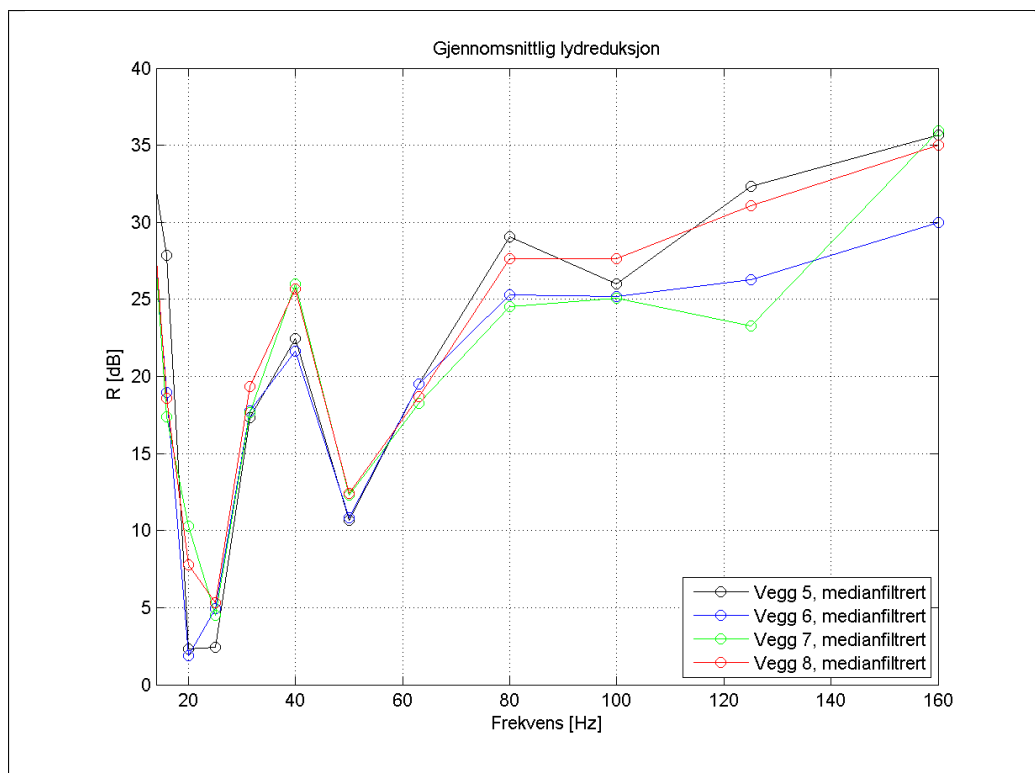
Lydisolasjonen svekkes ved 16 Hz-båndet for vegg 7 og 8. For vegg 6 er lydisolasjonen dårligere ved både 16 og 20 Hz-båndet. Dette stemmer delvis med NGIs (2013a) tidligere observasjoner, hvor vinduene styrer den lavfrekvente transmisjonen ved 15-25 Hz. I frekvensene over 63 Hz-båndet begrenser vinduet i vegg 6 lydisolasjonen slik at den er 1-6 dB dårligere enn for vegg 5 uten vindu.

Sammenliknet med vegg 6 gir vinduet i vegg 7 dårligere reduksjon i 15 Hz og 63-125 Hz 1/3-oktavnåbåndene. Både vegg 7 og 8 gir bedre isolasjon enn vegg 5 i 20-50 Hz-båndene, men vegg 6 gir kun små endringer.

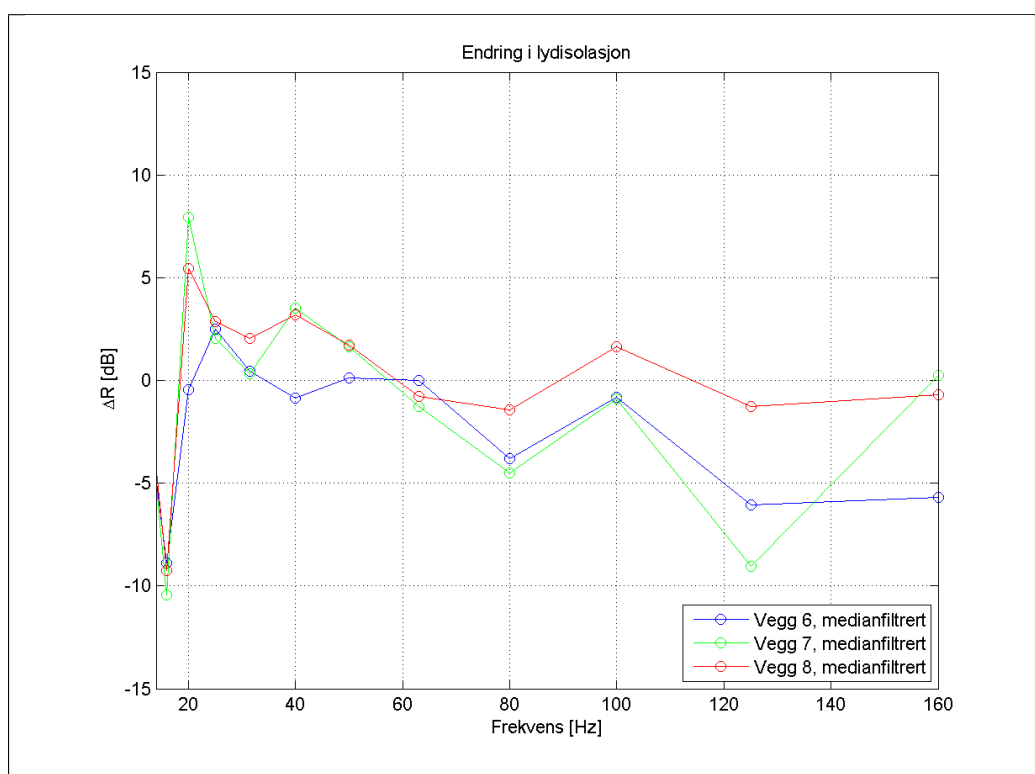
Vinduet i vegg 8 gir klart bedre lydisolasjon enn de i vegg 6 og 7. Opp til 63 Hz-båndet gir vegg 7 og 8 så å si samme resultat, men i frekvensene over dette gir vinduet i vegg 8 svært liten endring i isolasjonen sammenliknet med vegg 5. I dette området er den største reduksjonen i lydisolasjon på omtrent 2 dB i 80 Hz-båndet. Samtidig forbedres isolasjonen tilsvarende ved 100 Hz. Vegg 6 og 7 er så å si like ved 63-100 Hz. Vedlegg D viser også at vegg 8 er veldig mye bedre enn vegg 6 og 7 i høye frekvenser.



Figur 40: Målt lydisolasjon i smalbånd, vegg 5, 6, 7 og 8 2014.



Figur 41: Målt lydisolasjon i 1/3-oktavnband, vegg 5, 6, 7 og 8 2014.

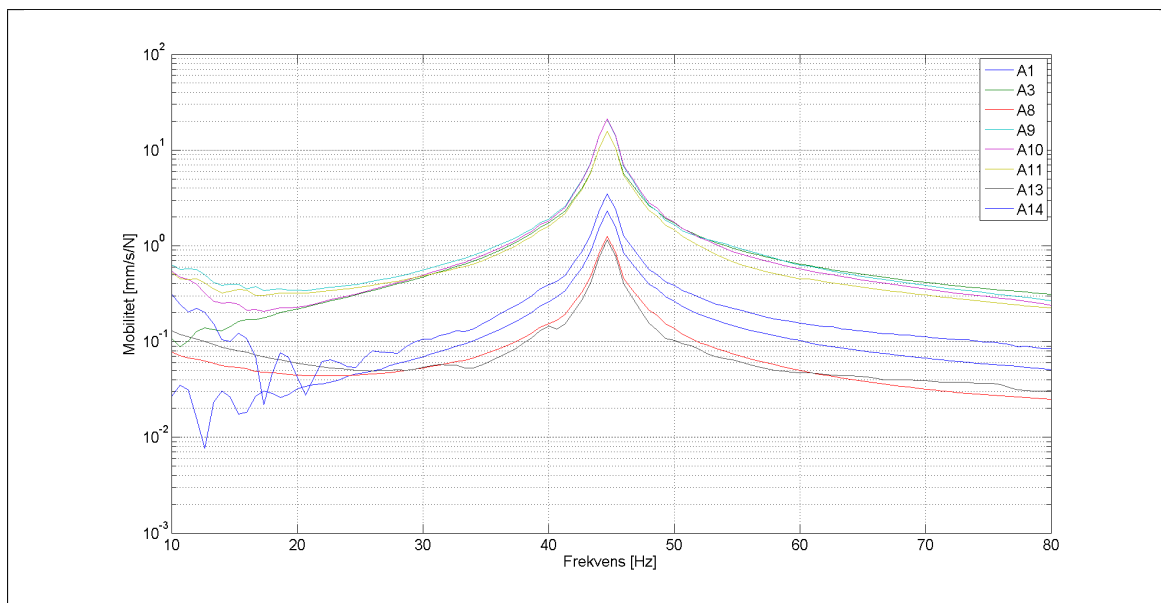


Figur 42: Endring i målt lydisolasjon, vegg 5, 6, 7 og 8 2014

4.5 Stendermåling

I måleserien utført i 2013 ble det ikke gjort målinger av stendere alene. Mobiliteten til en stender i bindingsverket er derfor målt ved punkteksitasjon med en impulshammer i fem punkter, markert som P1-P5 i figur 44 *a*). Akselerasjonen er målt både normalt og parallelt med veggplanet.

Fra mobiliteten ut av veggplanet ved eksitasjon i punkt 1 viser figur 43 at stenderens første egenfrekvens er på 44,67 Hz. For bevegelse i veggplanet er koherensen for dårlig til at måledataene kan brukes.



Figur 43: Målt stendermobilitet ut av veggplanet.

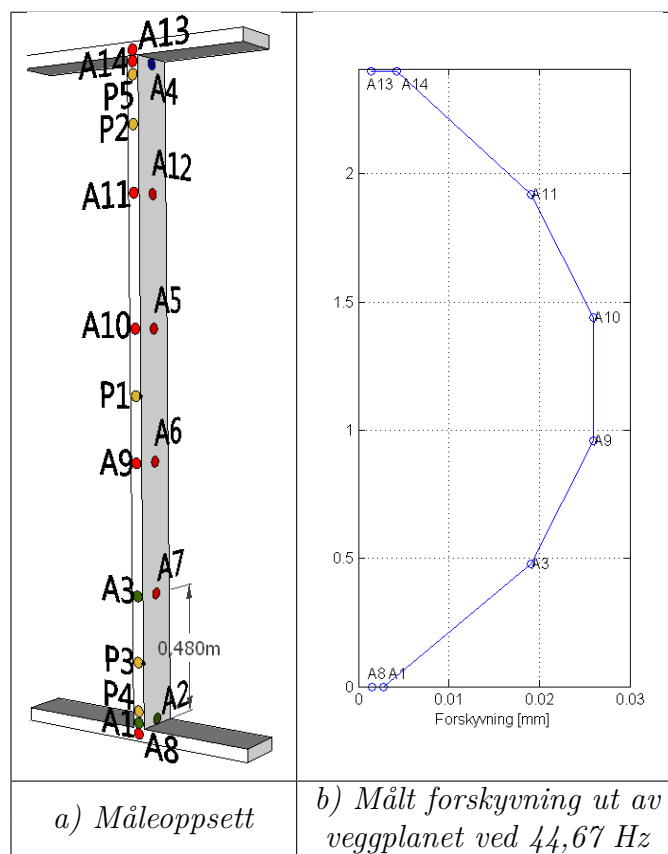
Stenderens forskyvning ut av veggplanet ved eksitering i punkt 1 er vist for første egenfrekvens i figur 44 *b*). Ut fra svingemønsteret ser stenderen ut til å være fritt opplagt samtidig som det er tillatt noe bevegelse i innfestingen.

Ved å bruke bjelketeori er stenderens elastisitetsmodul tilpasset slik at målt og beregnet egenfrekvens er lik. En bjelkes egenfrekvens er gitt som (Broch, 1984, s. 63):

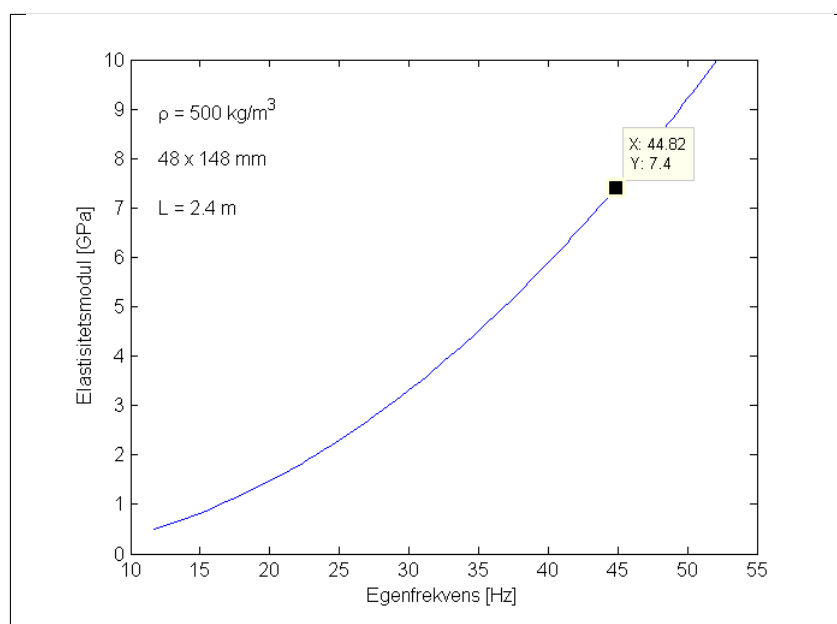
$$f = \frac{A}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{m'L^4}} \quad (31)$$

hvor A er en faktor som avhenger av modenummer og bjelkens innfesting, m' er bjelkens masse per lengde og L er bjelkelengden.

Figur 45 viser bjelkens første egenfrekvens ut av veggplanet som funksjon av elastisitetsmodul. Basert på bjelketeorien ser stenderens elastisitetsmodul ut til å ligge rundt 7-8 GPa



Figur 44: Måleoppsett, stender 2014.



Figur 45: Stenders egenfrekvens som funksjon av E-modul.

4.6 Diskusjon

Eigenfrekvens og rommoder

Mobilitetsmålingene på stender viser at denne er tilnærmet fritt opplagt, men med en viss bevegelse i innfestingen mellom stender og sviller.

I figur 14 på side 22 er admittansen for akselerometrene ved veggens midtpunkt (A2) og horisontal og vertikal vegginnfesting (A5 og A6) lik i frekvensene under 30 Hz. Dette er en god indikasjon på at veggen beveger seg som et stempel i disse frekvensene. Over 30 Hz er bevegelsen for A2 og A6 (som er på samme høyde) for det meste lik, mens den er lavere for A5 ved toppsvillen. Dermed virker det som at veggen bøyer ut slik som den fritt opplagte stenderen i mange av frekvensene over 30 Hz.

Beregnet hulromsresonans og egenfrekvensene fra mobilitetsmålingene er sammenliknet for vegger 1-5 i tabell 4. Forskjellene i egenfrekvenser for de fem veggene er svært liten. Liggende tynnplateprofiler og akustikkprofiler for vegg 3 og 4 gir en viss innvirkning, mens egenfrekvensene for vegg 5 med stående tynnplateprofiler er så å si like som for vegg 1 og 2. Den største forskjellen er at f_4 ikke er synlig for veggene 3-5.

Vegg	f_1 [Hz]	f_2 [Hz]	f_3 [Hz]	f_4 [Hz]	f_0 [Hz]
1	21	25	29	35	81
2	21	25	29	34	81
3	18	22	27	-	61
4	18	22	27	-	52
5	21	23	28	-	52

Tabell 4: Målte egenfrekvenser og beregnet hulromsresonans.

Veggens egenfrekvenser er også synlige i lydisolasjonen i smalband, med negativ reduksjon i dykkene ved f_1 og f_2 , vist for vegger 2, 4 og 5 i figur 34 på side 39. Disse dykkene sammenfaller imidlertid også med moder f_{100} og f_{010} i mottakerrommet og det er et kjent fenomen at kobling av rommoder kan gi negativ lydreduksjon (se side 11). Dermed er det to mulige årsaker til disse dykkene.

Det er rimelig å anta at både rommoder og veggens egenfrekvenser påvirker isolasjonen ved disse frekvensene. Laboratorieoppsettet er likt for måleseriene fra 2013 og 2014 og veggkonstruksjonene er i prinsippet den eneste forskjellen mellom disse måleseriene. Forskjeller i målt lydisolasjon må dermed skyldes veggkonstruksjonen. Samtidig er det viktig å huske at slike målinger ikke er perfekt repeterbare og at noe måleavvik må forventes. Det er imidlertid større forskjeller i både nivå og fasong for dykkene ved 21 og 26 Hz, vist i figur 11 på side 19.

Særlig stor forskjell er det ved 26 Hz-dykket som er bredere for vegg 1 fra 2014 enn den fra 2013. Tabell 4 viser at f_3 er ved 29 Hz for vegg 1 fra 2014, og frekvensen sammenfaller med en liten knekk i lydisolasjonen. For veggen fra 2013 er det hverken knekk i lydisolasjonen eller en topp i veggfastigheten ved denne frekvensen, vist i figur 12 på side 20. Dette er en indikasjon på at veggens egenfrekvenser faktisk gir negativ innvirkning på lydreduksjonen. At denne egenfrekvensen ikke viser seg for veggen fra 2013 kan også tyde på at den skyldes panelets bøyestivhet i veggens bredderetning. Men, disse veggene er ikke målt i samme måleserie og forskjeller i utførelsen for de to seriene kan også spille inn her.

Tilsvarende er det et dykk ved 35 Hz som sammenfaller med mottakerrommets mode f_{110} og egenfrekvens f_4 for vegg 1 og 2. Vegg 4 og 5 har ikke egenfrekvens her, og sammenlikningen mellom vegg 2, 4 og 5 i figur 34 på side 39 viser at reduksjonen er omtrent 5 dB dårligere for vegg 2 og at effekten av egenfrekvens og rommode dermed forsterkes når disse kan koble. Samtidig viser vegg 4 og 5 at rommoder alene også gir dykk i lydisolasjonen.

Dykket ved 18 Hz i isolasjonen til vegg 3 og 4 viser på den andre siden at også egenfrekvensene alene gir denne effekten, vist i figur 28 på side 34. Ved denne frekvensen har de to veggene sin første egenfrekvens, f_1 , og det er ingen rommoder. Spesielt for vegg 4 er dette dykket ganske stort og sammenlikningen med vegg 2 som hverken har egenfrekvens eller dykk her, viser at lydisolasjonen i stor grad styres av egenfrekvensene ved så lave frekvenser.

Veggen fra 2013 gir bedre lydisolasjon i stivhetsstyrt område enn vegg 1 fra 2014. Med den innvendige kledningen som den eneste store forskjellen mellom disse veggene kan dette bety at gipskledningen på mottakersiden gir høyere effektiv bøyestivhet enn trepanelet. Trepanelets elastisitetsmodul er høyere enn gipsplatenes (Byggforsk, 1996), men med liggende panel vil veggens bøyestivhet i bredderetningen øke mens skjøter med not og fjær mellom panelbordene gjør at bøyestivheten i høyderetningen muligens reduseres. Med lavere stivhetsstyrt reduksjon for panel enn med gips kan det dermed se ut til at bøyestivheten i høyderetningen styrer veggens lydisolasjon. Forskjeller i utførelsen for de to måleseriene er imidlertid også en mulig årsak.

For vegg 3 og 4 med liggende akustikk- og tynnplateprofiler er stivhetsstyrt lydisolasjon dårligere enn for de tre andre veggene. Dette viser at de liggende profilene ikke gir noe positivt bidrag til veggens dynamiske bøyestivhet.

En potensielt viktig detalj ved tynnplateprofilene er at tverrsnittet åpne. Dette gjør at profilene er mer torsjonssvake enn om tverrsnittet hadde vært lukket. En mulig forklaring på hvorfor profilene ikke gir noen økning i isolasjonen under 20 Hz kan være at manglende torsjonsstivhet ikke gir veggen noen større motstandsevne mot bøyingsmønstrene i dette frekvensområdet. I så fall ville dette vise seg om tilsvarende tiltak ble gjort med profiler av lukkede tverrsnitt. De liggende profilene gjør også at kontakten mellom veggssidene endres fra linje- til punktforbindelser. Sammen med det åpne tverrsnittet gjør nok dette at samvirket mellom veggssidene er svakere, noe som igjen resulterer i redusert bøyestivhet.

Forskjellen mellom vegg 1 og 2 fra 2014 er at veggens innfestingsstivhet er forsøkt økt for vegg 2. Basert på likning 25 på side 10 burde økt stivhet i innfestingen gi en høyere egenfrekvens. Ut fra Maluski og Gibbs (2000), omtalt i kapittel 3.3, burde veggens lydreduksjon bli høyere ved økt stivhet i innfestingen for en vegg med høy bøyestivhet. Veggens første egenfrekvens sammenfaller allerede med f_{100} i mottakerrommet. Mobilitetsmålingene viser heller ingen endringer i egenfrekvens for vegg 1 og 2, vist i tabell 4.

De uendrede egenfrekvensene tyder på at innfestingen ikke spiller noen stor rolle, eller at de ekstra skruene ikke gir noen særlig økning i veggstivheten. Samtidig er lydisolasjonen til vegg 2 omlag 2 dB bedre enn vegg 1 i alle de målte 1/3-oktavene over 100 Hz.

Hulromsresonans

De beregnede hulromsresonansene sammenfaller med dykk i lydisolasjonen for alle veggene utenom veggen fra 2013. Ved å sammenlikne de forskjellige veggene er det ikke helt entydig om det er hulromsresonansene eller rommoder som er skyld i dykket ved samme frekvens.

Ved denne sammenlikningen er det viktig å huske på at standardverdier er brukt for å finne flatemassene og derfor stemmer ikke de beregnede hulromsresonansene nødvendigvis helt med virkeligheten. Likning 1 på side 2 for hulromsresonansen er også en forenkling.

Sammenlikningen av vegg 1 fra 2013 og 2014 i figur 11 på side 19 viser at veggen fra 2014 er en god del bedre enn den fra 2013 i frekvensene rundt begge veggens hulromsresonanser. Veggens frekvensforløp er også nesten likt i dette området. At veggene hadde hatt hvert sitt tydelige dykk ved hulromsresonansen ville vært en mer forventet oppførsel, men for veggen fra 2013 ligger denne resonansen i en topp. Dette kan skyldes at rommodene dominerer slik at hulromsresonansen ikke er synlig.

En annen mulighet er at den beregnede hulromsresonansen ikke virker ved én enkeltfrekvens, men er "smurt" utover et større frekvensområde. Figur 22 på side 29 viser at vegg 3 har høyere lydisolasjon enn vegg 2 i så å si alle frekvenser over 60 Hz, men det er en topp i forbedringen i frekvensene rundt hulromsresonansen til vegg 2, som vist i figur 23 på side 30. Det samme viser seg for vegg 4 og 5 i figur 29 på side 35 og figur 35 på side 40. I tillegg er også vegg 2 bedre i frekvensene 45-52 Hz, hvor 52 Hz er hulromsresonansen for både vegg 4 og 5. Dette er det eneste frekvensområdet hvor vegg 2 er bedre enn begge disse veggene og her har vegg 4 og 5 nesten identisk lydisolasjon.

Også for sammenlikningen med vegg 3 viser det seg at vegg 2 er bedre i frekvensene 45-52 Hz. Dette kan skyldes at hulromsresonansen virker over flere frekvenser, men det kan også være at det er noe annet som er årsaken til forskjellene mellom vegg 2 og de øvrige veggene i disse frekvensene. Vegg 2 er også dårligere enn vegg 3 ved den sistnevnte hulromsresonans.

I 1/3-oktavnband er det klare dykk ved 80 Hz for vegg 1 fra 2014 og ved 63 Hz for veggen fra 2013. For begge veggene ligger hulromsresonansen innenfor 80 Hz-båndet, men med en lavere resonans for veggen fra 2013 kan det være at en "smurt" effekt forårsaker dykket ved 63 Hz. For vegg 3 ligger hulromsresonansen innenfor 63 Hz-båndet, mens dykket viser seg ved 50 Hz. Slik som for vegg 1 kan det være at effekten virker over flere frekvenser og dermed slå ut i frekvensbåndet under hulromsresonansen.

Dykket i lydisolasjonen ved hulromsresonansen til vegg 1 og 2 er også tydelig for vegg 3, 4 og 5, men her er det ikke like dypt. At dykket også oppstår for vegger uten resonans ved denne frekvensen kan tyde på at det er forårsaket av en rommode og at en kobling med hulromsresonansen gjør dykket større for vegg 1 og 2.

Koblingsstivhet mellom veggene

Figur 23 på side 30 og figur 24 på side 31 viser at vegg 2 har lavere lydisolasjon enn vegg 3, samtidig som at vibrasjonsoverføringstapet ved hulrommet er større i frekvensene under 110 Hz for vegg 2. Ved knutepunktet er overføringstapet for vegg 3 større enn for vegg 2 i frekvensene over 70 Hz og i frekvensene under dette er dynamikken mye større for vegg 3. Overføringstapene ved knutepunktet stemmer dermed bedre med målt lydisolasjon i de høyere frekvensene. Dette tyder på at stenderne er den dominerende

energioverføringsveien gjennom veggen ved de høyere frekvensene. Dette passer bra med det skisserte forløpet i figur 2 på side 3, hvor direkteoverføringen via stendere styrer lydtransmisjonen for frekvenser over brofrekvensen f_b . Samtidig er det viktig å huske at overføringstapet i to punkter på veggen ikke gir det fulle og hele bildet av hva som skjer.

Akustikkprofilene gir dårligere lydisolasjon i frekvensene opp til 20 Hz-båndet, vist i figur 23 på side 30. Dette er delvis i samsvar med funnene til Bradley og Birta (2001) (diskutert i kapittel 3.5), men her oppgis virkningen å være negativ helt opp til 80 Hz-båndet.

At akustikkprofilene sammen med økningen fra 9 mm til 2x13 mm gips gir høyere lydisolasjon i frekvensene over det stivhetsstyrte området er som forventet. I området mellom veggens første egenfrekvens og hulromsresonansen skal veggen i teorien være massestyrt og dermed øke når veggens flatemasse blir høyere.

Over brofrekvensen, f_b i figur 2, er det overføringen via forbindelsene mellom veggssidene som styrer lydisolasjonen. Med akustikkprofiler blir denne koblingen mykere og følgelig blir energioverføringen og koblingskorreksjonen ΔR lavere.

At vegg 4 har høyere lydisolasjon enn vegg 3 i frekvensområdet over 50 Hz-båndet er noe overraskende, siden dette området burde styres av overføringen i koblingen mellom veggssidene. Tynnplateprofilen burde gi stivere kobling enn akustikkprofilen i vegg 3, men dette viser seg ikke lydreduksjonen. Overføringstapet i knutepunktet mellom stender og profil i figur 31 på side 37 viser seg også å være omtrent likt for vegg 3 og 4. Som nevnt tidligere gir ikke dette et dekkende bilde på veggens bevegelse og følgende lydtransmisjon, men det ser ut til at tynnplateprofilen gir vel så god reduksjon i koblingsstivheten som akustikkprofilen. Dette viser seg også ved de høyere frekvensene i SINTEFs målinger, vist i vedlegg D. Her er det også tydelig at tynnplate- og akustikkprofilene har svært stor innvirkning i de høyere frekvensene.

Med de stående tynnplateprofilene for vegg 5 kan energioverføringen mellom veggssidene skje over et større område enn for vegg 4; koblingen går fra punkt- til linjefeste i likning 4 på side 4. Lydisolasjonen i figur 35 på side 40 viser imidlertid at det kun er små forskjeller over 31,5 Hz-båndet. Dette er noe overraskende, både på grunn av det økte koblingsarealet mellom veggssidene og at de stående profilene også burde gi en stivere kobling siden de er bedre festet til kledningen og stenderne.

Vibrasjonsoverføringstapet ved knutepunktet i figur 37 på side 42 er temmelig likt for vegg 4 og 5, med unntak ved 65-110 Hz hvor vegg 5 er bedre. Ved hulrommet, vist i figur 36 på side 41, er overføringstapet ved hulrommet negativt i store deler av det målte frekvensområdet. Dette kan være årsaken til at vegg 5 og 4 har såpass lik lydisolasjon selv om overføringstapet ved knutepunktet er høyere for vegg 5.

Vinduer

For å montere vinduene er det påfôret en trekarm på veggens senderside. Denne karmen gir en stivere forbindelse mellom veggssidene enn tynnplateprofilene som er brukt for resten av veggen. Den økte stivheten vil antakelig virke som en lydbro og vil dermed kunne begrense effekten av tynnplateprofilene, men påfôringen er nødvendig dersom vinduet skal monteres ytterst i vegglivet.

En annen mulighet er å montere vinduet inntrukket mot varm side, slik at påfôringen ikke er nødvendig. Dette vil komplisere vind- og fuktsettingen rundt vinduet og er en

mindre god løsning for fasader utsatt for vind og slagregn. Det heller ikke sikkert at en slik påføring vil gi merkbart negativt bidrag sammenliknet med vinduet.

Sammenliknet med vinduet i vegg 6 har det i vegg 7 to fordeler; mer glass gir økt masse og lamineringen gir større dempning. Den økte glassmengden burde gi bedre isolasjon i massestyrt område mens dempningen virker høyere opp i frekvens, hvor transmisjonen er resonant. Ved å bruke ulik avstand mellom glassene unngår man at de to hulromsresonansene kobler.

Vinduet i vegg 7 og det innerste vinduet i vegg 8 har hult et karmprofil av aluminium. Varmeteknisk er dette bedre fordi det gir en mindre kuldebroeffekt. Akustisk er det litt vanskeligere å anslå hvordan dette slår ut. Rammene av hule aluminiumsprofiler og massivt tre kan ha ganske lik masse siden aluminium har såpass mye høyere densitet, men hvordan hulrommene i aluminiumsrammen spiller inn er imidlertid vanskelig å forutsi. Basert på hulromsdimensjonene burde nok dette i tilfelle slå mest ut ved forholdsvis høye frekvenser.

Sammenlikningen mellom de tre ulike vinduene i figur 41 på side 45 viser at endringen i lydisolasjon er svært avhengig av vinduskonstruksjonen. Reduksjonen svekkes i frekvensene over 63 Hz-båndet for alle vinduene, men det er stor forskjell på hvor mye den svekkes. Vinduene med mest glass gir et positivt bidrag ved 20-50 Hz-båndene og dette kan skyldes veggens økte flatemasse. Alle vinduene gir også en kraftig reduksjon i isolasjonen ved 16 Hz-båndet. Dette er nok fordi vinduet svekker veggstivheten. Ved monteringen må en stender kappes for å få plass til vinduskarmen og også dette kan være med på å gi veggens lavere stivhet og dermed dårligere isolasjon ved disse frekvensene.

At vinduet gir en 3 dB økning i isolasjonen ved 25 Hz-båndet er litt mer overraskende. Moden f_{010} i mottakerrommet ligger i dette frekvensbåndet og det er ikke godt å gi noen annen forklaring på dette enn at endringer i veggens frekvensrespons gjør at koblingen mellom sender- og mottakerrom blir svakere.

Vedlegg D viser at vinduet i vegg 7 gir bedre reduksjon enn vegg 6 i 160-400 Hz-båndene. Dette kan komme av at vinduet både har høyere flatemasse og dempning.

Vegg 8 gir så å si samme resultat som vegg 7 i frekvensene opp til 63 Hz, men er klart bedre i frekvensene over dette, hvor det presterer nesten like godt som vegg 5 uten vindu. Ved å bruke to separate vinduer kan de virke på samme måte som veggbladene i en dobbeltvegg. Dette er en klar fordel og likning 6 på side 5 viser at den totale reduksjonen i frekvensene over stivhetsstyrt område da er større enn summen av de to vinduenes reduksjon (sett bort fra svekkelsen ved lydbroen som karmen gir). Kun det ytterste vinduet er festet til veggkonstruksjonen og sammen med fugen, som gir svakere mekanisk kontakt, kan dette redusere lydbroeffekten. Men, fugen er ganske tynn og er nok mest effektiv i høyfrekvent område.

4.7 Oppsummering

De fraværende forskjellene i egenfrekvenser og de små forskjellene i lydreduksjon for vegg 1 og 2 viser at den økte stivheten i vegginnfestingen har lite å si. De minimale forskjellene i lydreduksjonen i frekvenser under 20 Hz for vegg 2 og 5 tyder på at tynnplateprofilene ikke gir særlig økt veggstivhet, noe som kan skyldes manglende torsjonsstivhet som følge av profilets åpne tverrsnitt.

At egenfrekvensene er like for vegg 3 og 4 kan komme av at akustikk- og tynnplateprofilene tilfører veggen samme bøyestivhet eller koblingsvekkelse i frekvensene opp til 50 Hz-båndet, hvor også lydisolasjonen er så godt som lik.

Målingene viser at vinduene innvirker på veggens lydegenskaper i alle de målte 1/3-oktavbåndene og innvirkningen er mye større for vinduene i vegg 6 og 7 enn i vegg 8. SINTEFs målinger, gitt i vedlegg D, viser at forskjellene med og uten vindu og mellom de ulike vinduene er større ved de høyere frekvensene.

Sammenlikning av målt lydisolasjon og beregnede rommoder viser at modene i mottakerrommet påvirker målingene i stor grad. Dermed er det ikke sikkert at målingene stemmer med hvordan veggene ville prestert i felt. Målingene viser også at egenfrekvensene styrer lydtransmisjonen i de laveste frekvensene, og at de kan koble med rommodene.

5 Modellering og beregning

SINTEF Byggforsks lydlaboratorium er modellert i elementmetodeprogrammet *COMSOL Multiphysics* og pakken *Acoustic-Solid Interaction* er brukt for å koble strukturmekanikk og luft i frekvensdomenet. Med denne pakken inkluderes toveiskoblingen mellom luften strukturen.

5.1 Lydfelt

Lydfeltet representeres ved hjelp av bølgelikningen. For å utlede den lineære akustiske bølgelikningen er det tatt utgangspunkt i Euler-likningen og kontinuitetslikningen:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{tot}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{tot} \cdot \nabla) \mathbf{u}_{tot} = -\frac{1}{\rho_{tot}} \nabla p_{tot} \quad (32)$$

$$\frac{\partial \rho_{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{tot} \mathbf{u}_{tot}) = 0 \quad (33)$$

Trykket p_{tot} , densiteten ρ_{tot} og hastigheten \mathbf{u}_{tot} består av både en stasjonær og fluktuerende del:

$$\begin{aligned} p_{tot} &= p_0 + p \\ \rho_{tot} &= \rho_0 + \rho \\ \mathbf{u}_{tot} &= \mathbf{0} + \mathbf{u} \end{aligned} \quad (34)$$

Her er p_0 atmosfæretrykket, p lydtrykket, ρ_0 statisk densitet og ρ er endringen i densitet som følge av trykkendringene. I de fleste tilfeller er de fluktuerende leddene mye mindre enn de stasjonære og oppførselen er lineær. Dermed kan de ikke-lineære leddene i likning 32 og 33 strykes i tillegg til at de fluktuerende leddene kan neglisjeres når p_{tot} og ρ_{tot} er del av et produkt eller en brøk. Dette forenkler likning 32 og 33 til:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p \quad (35)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (36)$$

I den andre formen på likning 36 er ρ Taylor-utviklet slik at kan den uttrykkes ved hjelp av p og lydhastigheten c : $\rho = \frac{p'}{c^2} \rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t}$ (COMSOL, 2013, likn. 4-2). Ved å derivere likning 35 med hensyn på romdimensjonene og likning 36 med hensyn på tid får man:

$$\frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p = 0 \quad (37)$$

$$\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (38)$$

Bølgelikningen fås ved å sette disse lik hverandre:

$$\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p = 0 \quad (39)$$

Ved å angi trykket på formen $p = \hat{p} e^{j(\omega t - |\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}|)}$ hvor \hat{p} er amplituden, \mathbf{k} er bølgetallet i tre dimensjoner og \mathbf{r} er retningsvektor blir $\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\omega^2 p$ og bølgetallet, $k = \frac{\omega}{c}$, kan settes inn i bølgelikningen:

$$-\frac{k^2 p}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p = 0 \quad (40)$$

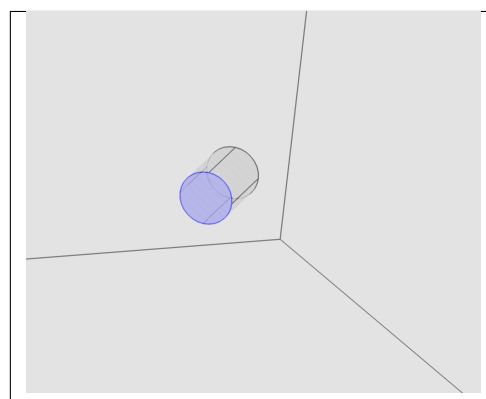
Med en monopollydkilde, Q_m , blir bølgelikningen (COMSOL, 2013, likn. 4-6):

$$-\frac{k^2 p}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p = Q_m \quad (41)$$

5.2 Lydkilde

Høytaleren er modellert som en sylinder, vist i figur 46, og høyttalermembranen, markert med blått, avstråler en plan bølge. Den virkelige høyttalerens avstrålte lydefekt er frekvensavhengig mens det avstrålte lydtrykket i modellen er satt lik 1 Pa ved membranen for alle frekvenser.

Derfor er lydtrykk og veggvibrasjoner normalisert mot lydtrykket i hjørnemikrofonen i senderrommet for å kunne sammenlikne beregningsresultatene med målingene. Vibrasjoner og lydtrykk er da gitt ved admittansen, β , og lydtrykksnivået, L_p , relativt til lydtrykket i hjørnemikrofon M7 i senderrommet:



Figur 46: Modellert høyttaler

$$\beta = \frac{|v_{Ai}|}{|p_{M7}|} \text{ [mm/s/Pa]} \quad \text{og} \quad L_p = 10 \log \left(\frac{|p_{Mi}^2|}{|p_{M7}^2|} \right) \text{ [dB rel. M7]}$$

hvor i er mikrofon- eller akselerometernummer.

Ved å sammenlikne normaliserte størrelser i stedet for å bruke samme kildestyrke i modell og måling gjør man en antakelse om at både luft og struktur har lineær oppførsel. Lufttrykket er allerede antatt lineært ved utledningen av bølgelikningen. Ved så små lydtrykk og forskyvninger burde dette også være uproblematisk for strukturmeknikken.

5.3 Struktur

Materialene er angitt til å være lineært elastiske. Dette gir en forenklet tøyningstensor, ϵ , hvor det ikke-lineære leddet er neglisjert:

$$\epsilon \approx \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (42)$$

her er $\nabla \mathbf{u}$ forskyvningsgradienten:

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial \mathbf{X}} & \frac{\partial u}{\partial \mathbf{Y}} & \frac{\partial u}{\partial \mathbf{Z}} \\ \frac{\partial v}{\partial \mathbf{X}} & \frac{\partial v}{\partial \mathbf{Y}} & \frac{\partial v}{\partial \mathbf{Z}} \\ \frac{\partial w}{\partial \mathbf{X}} & \frac{\partial w}{\partial \mathbf{Y}} & \frac{\partial w}{\partial \mathbf{Z}} \end{bmatrix} \quad (43)$$

hvor u , v og w er forskyvning i x-, y- og z-retning. $\nabla \mathbf{u}^T$ er den transponerte av $\nabla \mathbf{u}$. Ved symmetri kan tøyningen skrives på vektorformen (Petyt, 2010, likn. 2.84):

$$\epsilon^T = [\epsilon_x \ \epsilon_y \ \epsilon_z \ \epsilon_{xy} \ \epsilon_{xz} \ \epsilon_{yz}] \quad (44)$$

Alle materialene i modellen er angitt til å være isotrope og dette gir elastisitetmatrisen (COMSOL, 2013, likn. 2.86):

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \begin{bmatrix} 1 - \nu & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \nu & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (45)$$

hvor E er elastisitetsmodulen og ν er Poisson-tallet.

Ved å bruke Hookes lov blir spenningen:

$$\sigma = \mathbf{D}\epsilon \quad (46)$$

For et vilkårlig elastisk materialvolum, Z , med overflate ζ og en utoverrettet enhetsnormal \mathbf{n} er det to typer krefter som kan virke på overflaten; volumkrefter som virker på hele flaten ζ og flatekrefter som virker på deler av flaten $\partial\zeta$. Disse kan angis som (Larson og Bengzon, 2013, s. 257):

$$F_{volum} = \int_{\zeta} f \cdot dV \quad \text{og} \quad F_{flate} = \int_{\partial\zeta} (\sigma \cdot \mathbf{n}) ds \quad (47)$$

hvor f er kraft per volumenhet og σ er spenning. Summen av kreftene blir dermed:

$$\sum \text{krefter} = F = F_{volum} + F_{flate} = \int_{\zeta} f \cdot dV + \int_{\partial\zeta} (\sigma \cdot \mathbf{n}) ds = \int_{\zeta} (f + \nabla \cdot \sigma) dV \quad (48)$$

F_{volum} gitt av Newtons andre lov: $F_{volum} = m\mathbf{a} = \int_{\zeta} \rho \mathbf{a} \cdot dV$.

Siden Z er vilkårlig kan likning 48 skrives som (Larson og Bengzon, 2013, likn 11.3):

$$F = f + \nabla \cdot \sigma = \rho \mathbf{a} + \nabla \cdot \sigma \quad (49)$$

Dersom forskyvningen uttrykkes på formen $\mathbf{u} = \hat{u}e^{j(\omega t - |\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}|)}$ blir akselerasjonen: $\mathbf{a} = \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mathbf{u}$. Det er slik akselerasjonsleddet angis i COMSOL:

$$-\rho \omega^2 \mathbf{u} - \nabla \cdot \sigma = F e^{j\phi} \quad (50)$$

her viser $e^{j\phi}$ at fasen er inkludert i frekvensdomenet.

5.4 Toveiskobling mellom struktur og lydfelt

I kontaktflatene mellom struktur og luft belastes strukturen av en trykklast, \mathbf{F}_p , som følge av lufttrykksvariasjonen, p , rundt atmosfæretrykket, p_0 (COMSOL, 2013, s. 134):

$$\mathbf{F}_p = -\mathbf{n}p \quad (51)$$

hvor \mathbf{n} er strukturelementets utadpekende enhetsnormalvektor. Strukturvibrasjonenes påvirkning på luften i kontaktflatene er inkludert ved å sette luftens akselerasjon, \mathbf{a}_n , lik den normale komponenten av strukturakselerasjonen i grenseflaten:

$$\mathbf{a}_n = \mathbf{n} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (52)$$

Luftens akselerasjon er gitt av

$$\mathbf{a}_n = \mathbf{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) \quad (53)$$

5.5 Harde laboratorievegger

Laboratorieveggene er modellert som perfekt reflekterende (“akustisk harde”) ved å definere luftakselerasjonen lik null ved veggflaten (COMSOL, 2013):

$$\mathbf{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) = \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (54)$$

5.6 Numerisk metode og diskretisering

I det følgende gis en kort innføring i grunnelementene ved diskretiseringen og den numeriske metoden.

All strukturmekanikk er modellert med volumelementer for å unngå problemer med modelleringen av geometrien, slik todimensjonale elementer kan gi.

Modellen er diskretisert med tetraedriske andreordens Lagrange-elementer (kvadratiske elementer) for både struktur og luft. Elementene har vilkårlig størrelse og kan dermed tilpasses modellgeometrien. Nodene i hvert element er derimot uniformt fordelt, og et k -ordens Lagrange-element har $k + 1$ noder i punkter med koordinater lik et heltall ganger $1/k$ i elementets lokale koordinatsystem (*COMSOL, 2012a, s. 549*). Eksempelvis vil et endimensjonalt andreordens Lagrange-element med lokalt koordinatsystem ζ ha noder i $\zeta = 0/2, 1/2$ og $2/2$.

Hver node i har en tilhørende basisfunksjon ϕ_i med verdi 1 i noden den tilhører og verdi 0 i alle andre noder. Også basisfunksjonene er av orden k , slik at for et kvadratisk element interpoleres løsningen mellom nodene ved hjelp av andreordens polynomer. I det endimensjonale tilfellet blir den kvadratiske basisfunksjonen:

$$\phi_i = c_1 + c_2\zeta + c_3\zeta^2 \quad (55)$$

hvor c_1, c_2 og c_3 er konstanter.

Løsningen i node i finnes ved å summere produktet av delløsningene, U_i , og basisfunksjonene, ϕ_i :

$$u_i = \sum_i U_i \phi_i \quad (56)$$

Den totale løsningen finnes så ved å integrere produktet av nodeløsningene u_i og elementets globale basisfunksjon ϕ_j :

$$u = \int u_i \phi_j = \int \sum_i U_i \phi_i \phi_j \quad (57)$$

5.7 Koblinger

Innfestingene mellom de ulike konstruksjonsdelene vil i praksis aldri være helt stive og vil alltid tillate en viss bevegelse i koblingen. For å inkludere denne bevegelsen er koblingene modellert som en uendelig tynn fjærer med hysteressedempning fordelt over hele kontaktflaten (*Thin Elastic Layer*). Fjæren og demperen har tre stivheter; en normalt og to tangentielt på kontaktflaten, som skissert i figur 47. Dette gjør at koblingsbevegelsen kan kontrolleres i alle retninger.

Kraften som overføres gjennom koblingen er (COMSOL, 2013, s. 365):

$$\mathbf{f} = (1 + j\eta)\mathbf{f}_{fjær} \quad (58)$$

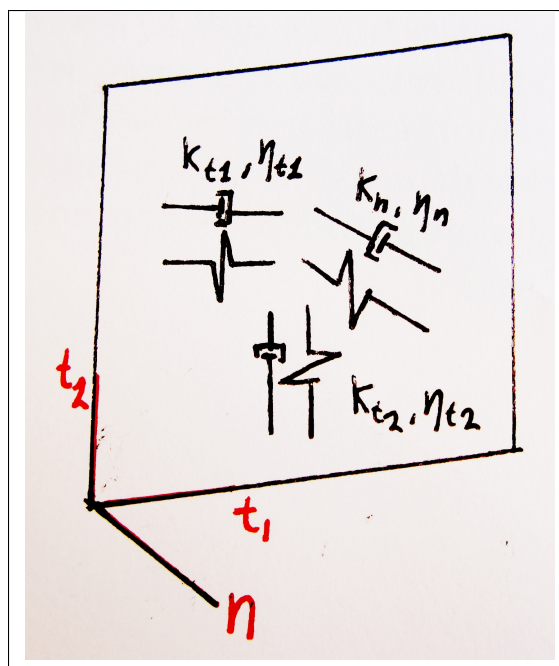
hvor η er tapsfaktoren og $\mathbf{f}_{fjær}$ er den elastiske fjærkraften for en fjær med stivhet K (COMSOL, 2013, s. 349):

$$\mathbf{f}_{fjær} = -K\Delta\mathbf{x} \quad (59)$$

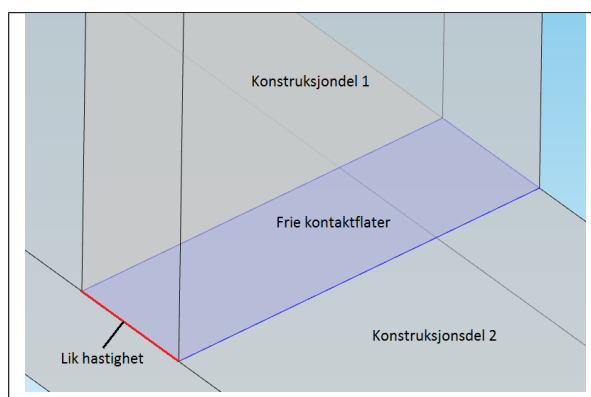
hvor $\Delta\mathbf{x}$ er den relative forskyvningen mellom de to kontaktflatene.

Ved å endre fjærstivheten og dempningen i koblingene varieres energioverføringen og den relative forskyvningen mellom konstruksjonsdelene.

For å modellere frie opplegg er kontaktflatene mellom konstruksjonsdelene definert som frie mens de to konstruksjonsdelenes hastighet er lik i en felles linje. I figur 48 er et slikt fritt opplegg vist. Her er den frie kontaktflaten mellom konstruksjonsdelene markert med blått og linjen med lik hastighet er markert rødt. På denne måten henger de to konstruksjonsdelene kun sammen langs den røde linjen og kontaktflatene kan bevege seg fritt, men ikke kan penetrere hverandre.



Figur 47: Koblinger modellert med uendelig tynn flatefjær.

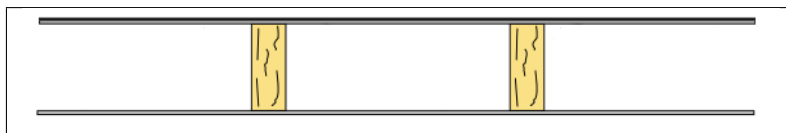


Figur 48: Modellert fritt opplegg.

5.8 Gitterforfiningstest

For å finne nødvendig elementoppløsning i diskretiseringen av veggkonstruksjonen er det gjort et konvergenstudium for en vegg bestående av to gipsplater, 9 og 13 mm, på et felles 148x48 mm bindingsverk, skissert i figur 49. Konvergenstudiet er først gjort med monolittisk kobling mellom gipsplate og stender, og deretter med fjærkobling. Beregningene er gjort i frekvensområdet 10-160 Hz med et frekvenssteg på 15 Hz.

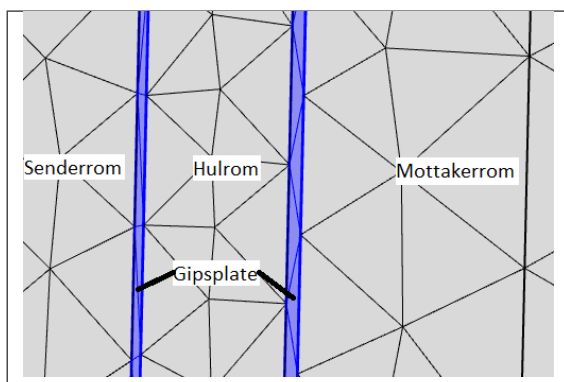
En mer inngående gjennomgang av resultatene fra gitterforfiningstesten er gitt i vedlegg E.



Figur 49: Veggkonstruksjon brukt i konvergenstudium.

Modellens konvergens ved gitterforfiningen er vurdert ved å se på de beregnede lydtrykkes og akselerasjonenes absoluttverdier i tillegg til å se på de grovere gitterenes avvik fra den fineste oppløsningen. Det relative avviket er gitt i dB etter likningene:

$$\Delta L_a = 20 \log \left(\frac{|a_{\lambda/i}|}{|a_{\lambda/9}|} \right) \text{ [dB]} \text{ og } \Delta L_p = 20 \log \left(\frac{|p_{\lambda/i}|}{|p_{\lambda/9}|} \right) \text{ [dB]} \quad (60)$$



Figur 50: Diskretisering over platetykkelse, vertikalt tverrsnitt.

der i er mikrofon- eller akselerometernummer. Mikrofonplasseringen er gitt i figur 7 på side 15 og akselerometrene i figur 52 på side 62. Resultatene fra gitterforfiningstesten er gitt digitalt i vedlegg G.

For gipsplatene er det definert en egen minste tillatte gitterstørrelse, ΔX_{min} , over tykkelsen for å sikre tilstrekkelig fin oppløsning. Figur 50 viser hvordan gitteroppløsningen er finere over platetykkelsen enn resten av modellen. Platekantene er markert med blått.

Monolittiske koblinger mellom gipsplate og stender

Med monolittiske koblinger er tre elementnett med ulik oppløsning sammenliknet. Ved gipsplatekanten er ΔX_{min} satt lik tykkelsen av den tynneste gipsplaten (9mm). For resten av modellen er ΔX_{min} satt til 146 mm, som er standardverdien for gitterinnstillingen *fine* i COMSOL (COMSOL, 2012b). Disse to verdiene for ΔX_{min} er faste, mens største tillatte gitterstørrelse, ΔX_{maks} , er forfinet i to omganger fra $\lambda/3$ til $\lambda/6$ og $\lambda/9$ hvor λ er bølgelengden i luft ved 160 Hz. De tre verdiene for ΔX_{maks} tilsvarer henholdsvis 708 mm, 354 mm og 236 mm.

De tre elementnettene gir svært liten forskjell i lydtrykk og avviket er innenfor et intervall på ± 2 dB for alle mikrofoner i frekvensene under 100 Hz. For en elementoppløsning på $\Delta X_{maks} = \lambda/6$ holder avviket seg innenfor ± 2 dB for ved alle beregningsfrekvenser for alle mikrofonene, med unntak av M3 hvor avviket er -6 dB ved 160 Hz. En forfining fra $\Delta X_{maks} = \lambda/3$ til $\lambda/6$ reduserer avviket ved alle mikrofoner og for alle beregningsfrekvenser. For akselerasjonsnivåene er forskjellene mellom de ulike elementnettene for det meste innenfor ± 2 dB i frekvensene opp til 85 Hz.

Flatefjær i koblinger mellom gipsplate og stender

Det lagt inn flatefjærer i koblingen mellom plate og stender for å få en modell av veggkonstruksjonen som stemmer bedre med virkeligheten. Med disse flatefjærene er det gjennomført et tilsvarende konvergenstudium, men her er også elementoppløsningen på platekantene variert; det er gjort beregninger med minste elementstørrelse, ΔX_{min} , satt til hele og halve tykkelsen til den tynneste platen - henholdsvis 9 mm og 4,5 mm.

Avviket er innenfor ± 2 dB for alle mikrofoner i frekvensområdet opp til 100 Hz, slik som for modellen uten fjærer (med unntak av en topp ved 50 Hz for M1). Videre er avviket innenfor ± 4 dB for en oppløsning på $\Delta X_{maks} = \lambda/6$ for frekvenser under 130 Hz dersom man ser bort fra 50 Hz-toppen ved M1.

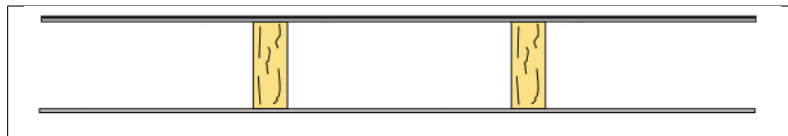
For akselerasjonen holder avviket seg innenfor ± 2 dB for frekvenser under 55 Hz for alle akselerometre unntatt A3/A4, hvor øverste frekvens er 40 Hz. Dermed ser en gitteroppløsning på $\Delta X_{maks} = \lambda/3$ ut til å være tilstrekkelig for frekvenser opp til 40 Hz. Ved å gå opp til en oppløsning på $\Delta X_{maks} = \lambda/6$ er avviket i lydtrykksnivå stort sett innenfor ± 2 dB for frekvenser opp til 130 Hz, mens akselerasjonsavviket for det meste er innenfor ± 4 dB i frekvensene under 85 Hz. Samtidig viser absoluttnivåene at resultatene er forholdsvis konsistente for alle mikrofoner og akselerometre, selv om avviket kan virke noe stort når dette gis alene.

For å spare regnetid vil en oppløsning på $\Delta X_{maks} = \lambda/6$ brukes for frekvenser opp til 100 Hz under parameterstudiet, mens $\Delta X_{maks} = \lambda/9$ vil bli brukt for mer presise beregninger når endelige parametre er valgt.

De beregnede lydtrykks- og akselerasjonsnivåene er like for $\Delta X_{min} = 9$ mm og 4,5 mm, noe som betyr at det er tilstrekkelig med ett element over veggens platekanter.

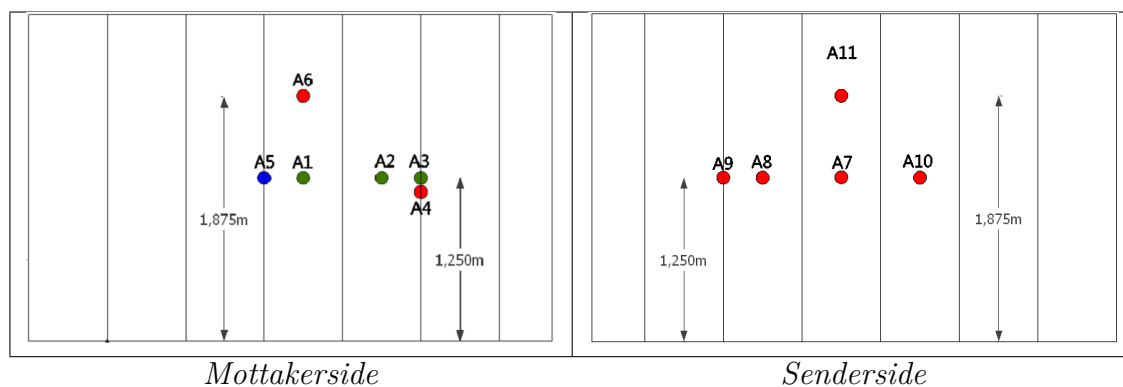
5.9 Vegg 1 2013

I det følgende er det satt opp en COMSOL-modell av vegg 1 fra måleserien gjort 2013 (NGI, 2013a). Veggen er skissert i figur 51 og består av et 48x148 mm isolert bindingsverk med 9 mm gips på utside og 13 mm gips på innside. Gipsplatene er skrudd fast i alle stenderne.



Figur 51: Horisontalsnitt, modellert veggkonstruksjon, vegg 1 2013. (NGI, 2013a)

Mikrofonplasseringene er vist i figur 7 på side 15 og akselerometerplassering i figur 52.



Figur 52: Akselerometerplassering, vegg 1 2013.

Beregningsresultatene er sammenliknet med målingene (NGI, 2013a) i smalband. Modellen som gir best samsvar er sammenliknet med resultatet fra NGIs (2013b) tidligere arbeid og måleresultater i smal- og 1/3 oktavband. Beregningene er gjort med en logaritmisk frekvensakse.

5.9.1 Materialdata og fjærer

Verdiene for de ulike materialparametrene, gitt i tabell 5, er tatt fra det tidligere arbeidet gjort av NGI (2013*b*), som igjen har tatt utgangspunkt i Byggforsk (1996). Det er hovedsaklig interndempningen i materialene som er tilpasset i NGIs arbeid.

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Tre	11	0,05	500	0,1
Gips	4	0,33	800	0,1

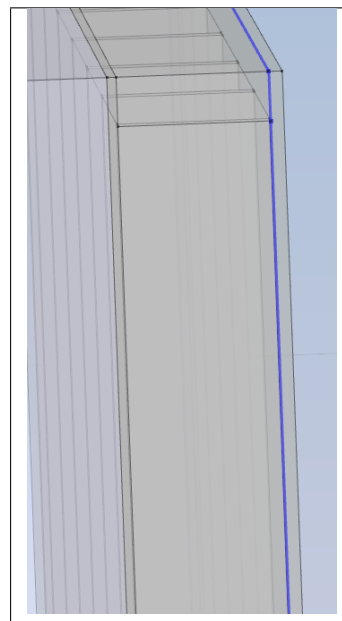
Tabell 5: Materialdata brukt i beregninger.

I både dette og NGIs tidligere arbeid er treverket antatt isotropt, mens det i virkeligheten er stor forskjell i treverkets elastisitetsmodul normalt og parallelt med fiberretningen. Byggforsk (1996) oppgir også en forenklet elastisitetsmodul for gran og furu samlet, som er uavhengig av vinkelen mellom fiberretningen og den påførte kraften. Denne stivheten gis som 7-12 GPa og er brukt som utgangspunkt i tabell 5.

NGI (2013*b*) har i tidligere arbeider modellert vegginnfestingen som fritt opplegg langs kanten av kledningsplaten mot senderrommet, vist med blått i figur 53.

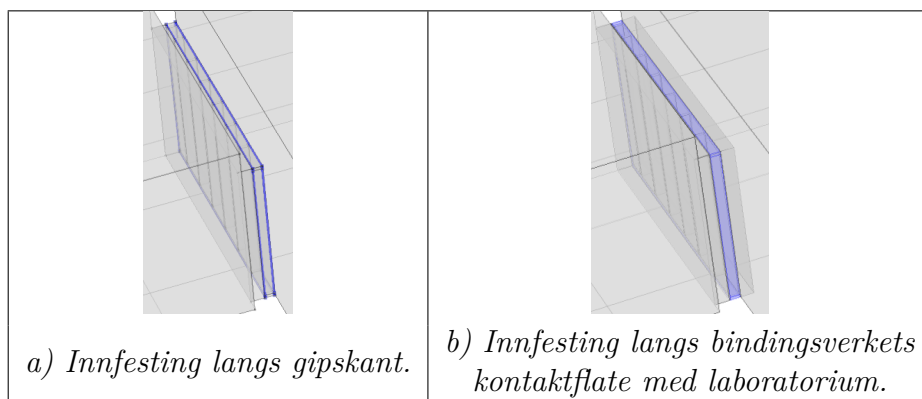
For å tillate en viss bevegelse i vegginnfestingen kan den modelleres med en flatefjær, som forklart på side 59. Dette foreslås også av Remillieux et al. (2009), beskrevet på side 11.

For å forhindre luftlekkasjer i veggkonstruksjonens innfesting er det fuge rundt gipsplatekantene ved laboratoriemålingene og det kan dermed bli en viss grad av fastholding mellom laboratorievegg og gipsplate. Dette er antakelig neglisjerbart sammenliknet stivheten i bindingsverkets innfesting, men det er undersøkt nærmere.

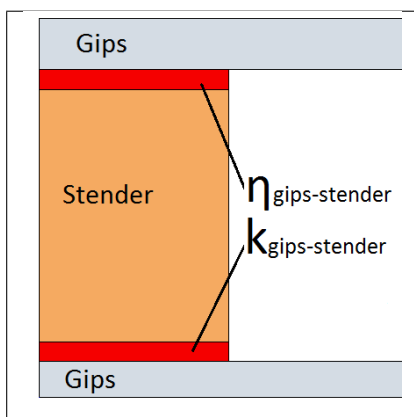


Figur 53: Modellert vegginnfesting i tidligere arbeider av NGI (2013*b*).

Den modellerte innfestingen ved gipsplatekantene og bindingsverket er vist i henholdsvis figur 54 a) og b).



Figur 54: Modellert vegginnfesting i COMSOL.



Figur 55: Modellerte kledningsfjærer, vegg 1 2013.

Kledningsinnfestingen er modellert med flatefjærer, som vist i figur 55.

Med utgangspunkt i arbeidet til NGI (2013b) er fjærstivheter og dempning som gitt i tabell 6 brukt. Verdiene er basert på en tilpassing mot målingene for NGIs modell. For disse tilpassingene er veggen antatt fritt opplagt og tenderne fast innspent i topp- og bunnsvill.

Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Trestender mot gipsplate	7,5	750	0,1	0,1
Vegginnfesting, veggramme	-	-	-	-
Vegginnfesting, gipskant	Fritt opplegg	Fritt opplegg	-	-

Tabell 6: Utgangspunkt for fjærstivheter, vegg 1 2013. (NGI, 2013b)

En av tilpassingene NGI (2013b) har gjort er å sette fjærenes normale og tangentielle stivheter til henholdsvis $1/1000$ og $1/10$ av en overordnet fjærstivhet for koblingen. Dette har vist seg å passe bra med målingene og derfor brukt videre i dette arbeidet. På denne måten reduseres behovet for antall beregninger siden det kun er én stivhet for hver kobling. Det er denne overordnede stivheten som er angitt i det følgende parameterstudiet.

5.9.2 Effekt av material- og fjærdemping, 10-40 Hz

Effekten av dempningen internt i materialene, η_{int} , og i fjæren mellom gips og stender, $\eta_{kobling}$, er studert ved å sammenlikne beregningsresultater for tre dempningskombinasjoner, gitt i tabell 7.

Vegginnfestingen er modellert som fritt opplegg langs platekanten på senderromsiden, vist i figur 53 på side 63. Kledningsinnfestingen er modellert som flatefjærer med stivheter på henholdsvis 7,5 og 750 MPa/m normalt og tangentielt.

Dempningskombinasjon	$\eta_{material}$	$\eta_{kobling}$
1	1 %	10 %
2	10 %	10 %
3	10 %	1 %

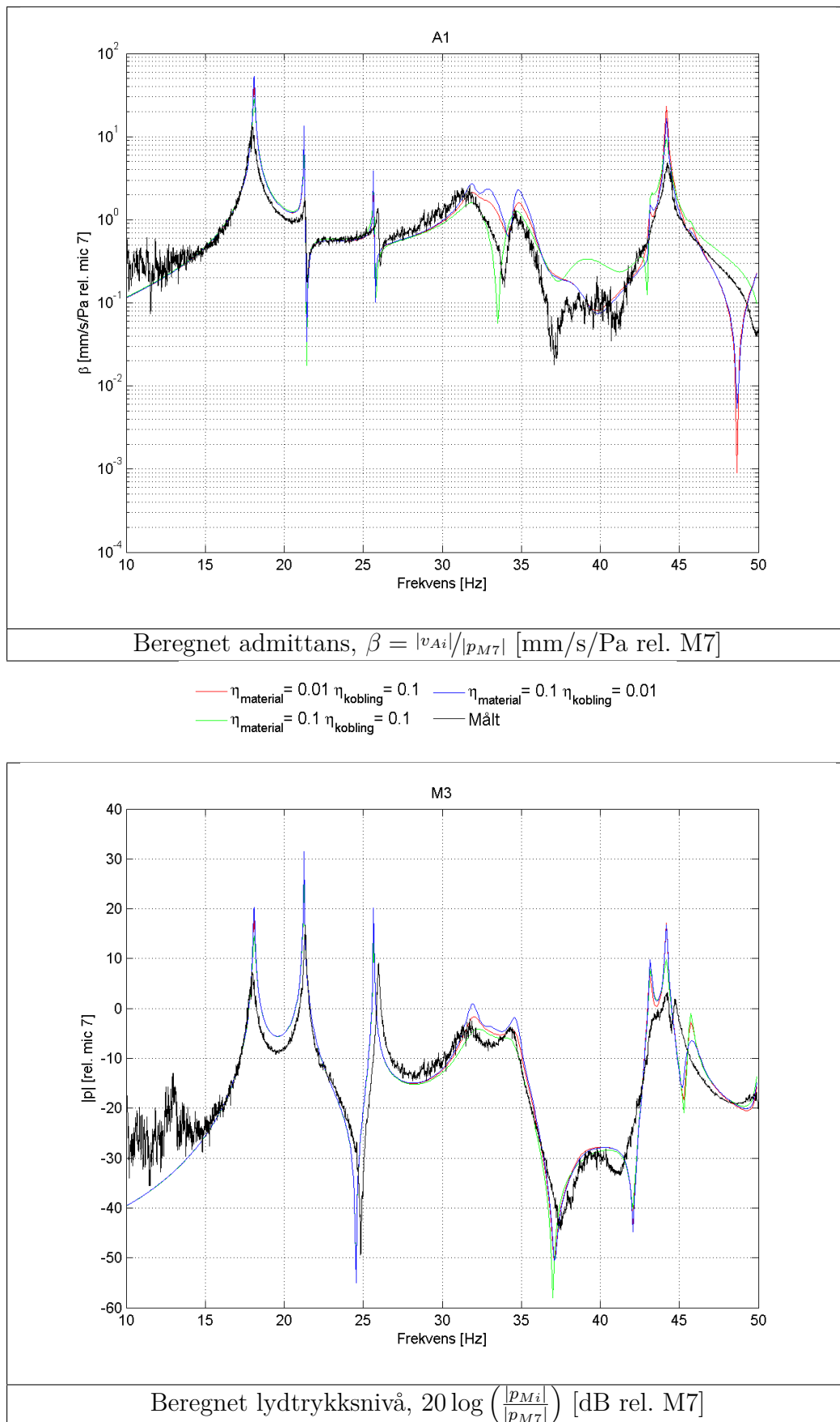
Beregnet admittans for A1, passert på stender i mottakerrom, og lydtrykksnivå for hjørnemikrofon M3 er vist i figur 56.

Tabell 7: Dempningskombinasjoner

Admittansen i A1 viser ingen endring for de ulike dempningene ved frekvenser under 30 Hz. Det samme gjelder også resten av akselerometrene; hverken material- eller fjærdempningen har nevneverdig innvirkning for frekvenser under 30 Hz. For frekvenser over 30 Hz er forskjellene mellom dempningskombinasjonene 1 og 3 små, mens kombinasjon 2 passer best.

For lydtrykket har dempningen svært liten innvirkning for alle beregningsfrekvensene. Ved M3 er det kun nevneverdige forskjeller ved enkelte topper og dykk for frekvenser over 30 Hz, hvor dempningskombinasjon 2 i tabell 7 gir et større dykk enn de to andre kombinasjonene. Det er så å si ingen forskjell mellom de ulike dempningene for de resterende mikrofonene.

Kombinasjon 2 med 10 % dempning i koblinger og material ser ut til å gi best samsvar og vil bli brukt videre.



Figur 56: Dempningsstudium: effekt av η_{material} og η_{kobling} .

5.9.3 Vegginnfesting, 10-40 Hz

Som en innledende undersøkelse av innfestingens betydning er en rekke fjærstivheter sammenliknet for innfesting *b*) fra figur 54 på side 64 i frekvensområdet 10-40 Hz. Basert på gitterforfiningstesten i kapittel 5.8 er en elementoppløsning på $\Delta X_{max} = \lambda/3$, hvor λ er bølgelengde i luft ved 160 Hz, vurdert som god nok i dette frekvensområdet.

I figur 57 på neste side er fem utvalgte fjærstivheter mellom 1,25 og 1650 GPa/m vist sammen med fast innspenning for vegginnfesting *b*) for hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet og M5 i senderrommet.

Ved M3 er det et avvik på 5-15 dB mellom de ulike innfestningene i frekvensområdene 16-22 Hz og 26-34 Hz. I senderrommet er det et svært godt samsvar mellom det målte og beregnede lydtrykksnivået for fast innspenning og for alle fjærstivheter, med unntak rundt 30 Hz for M5 hvor 1650 GPa/m stemmer mye bedre enn de andre stivhetene. Samme tendens viser seg også for de andre mikrofonene; i senderrommet gir de ulike vegginnfestingene svært liten forskjell, mens det er betydelige avvik for mikrofonene i mottakerrommet.

Denne forskjellen i beregnet lydtrykksnivå som funksjon av vegginnfesting for mottaker- og senderrom skyldes at lydilden er dominerende for mikrofonene i senderrommet. Her har skilleveggenes lydegenskaper dermed mindre innvirkning på lydtrykksnivåene. Samtidig viser M5 at veggen må modelleres noenlunde riktig for å få godt samsvar ved alle frekvenser.

Videre sammenlikninger mellom målt og beregnet lydtrykk vil hovedsakelig fokusere på mikrofoner i mottakerrommet, siden disse er mest sensitive for endringer i veggparametrene.

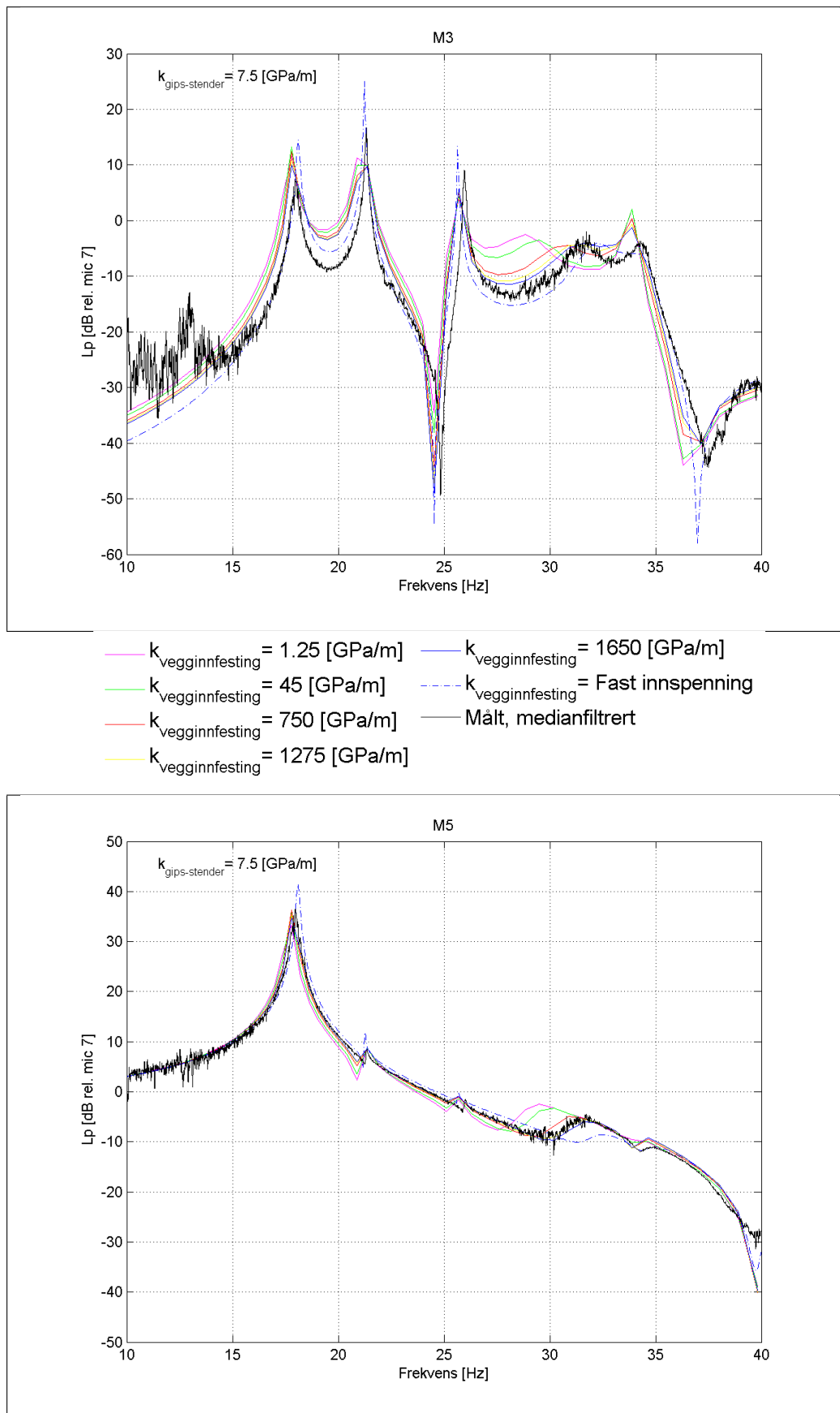
Figur 57 viser at lydtrykksnivåene i mottakerrommet reduseres med økt stivhet i vegginnfestingen og dermed øker veggens lavfrekvente lydisolasjon. Å øke stivheten i vegginnfestingen ser også ut til å gi et frekvensforløp som passer bedre med målingene.

Beregnet admittans er vist for akselerometer A8 og A9 på veggens senderside i figur 58 på side 69.

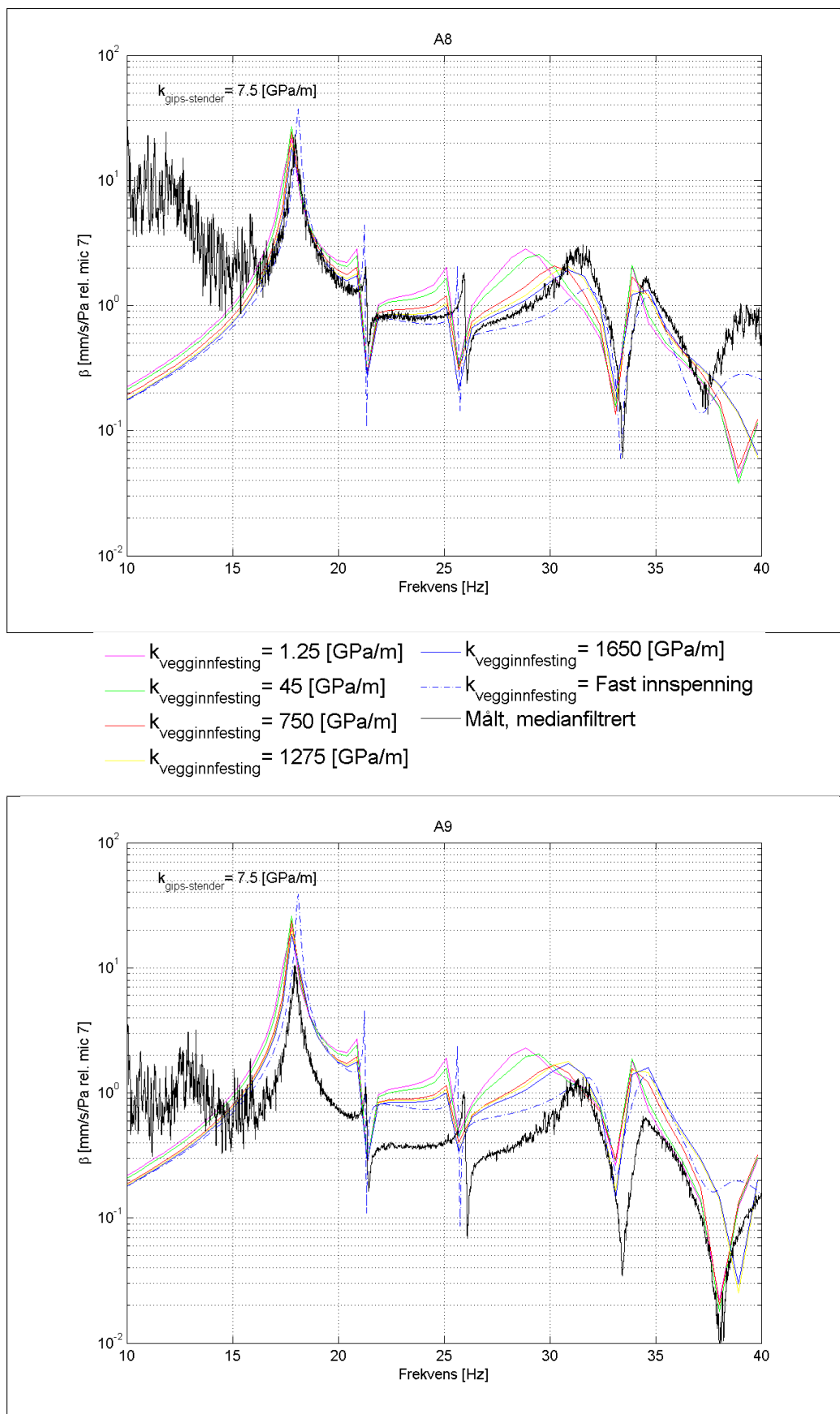
Tilsvarende som for lydtrykksnivåene viser høyere stivhet i vegginnfestingen bedre samsvar mellom målt og beregnet admittans.

Figur 58 viser at en fjærstivhet på 1650 GPa/m passer bra med målingene for A8, plassert over veggens hulrom. Dette gjelder også de andre akselerometrene plassert over hulrommet, med unntak av A10 hvor den beregnede admittansen er vesentlig høyere enn målt for alle beregningstilfellene.

A9 viser at samsvaret mellom måling og beregning er dårligere for stenderakselerometrene, hvor beregnet admittans er høyere enn målt for alle vegginnfestingene ved alle frekvenser. Når det er sagt viser alle akselerometrene et frekvensforløp som passer forholdsvis bra med hva som er målt, men fast innspenning gir et for flatt frekvensforløp mellom toppene. Dykket ved 38 Hz forsvinner også for fast innspenning.

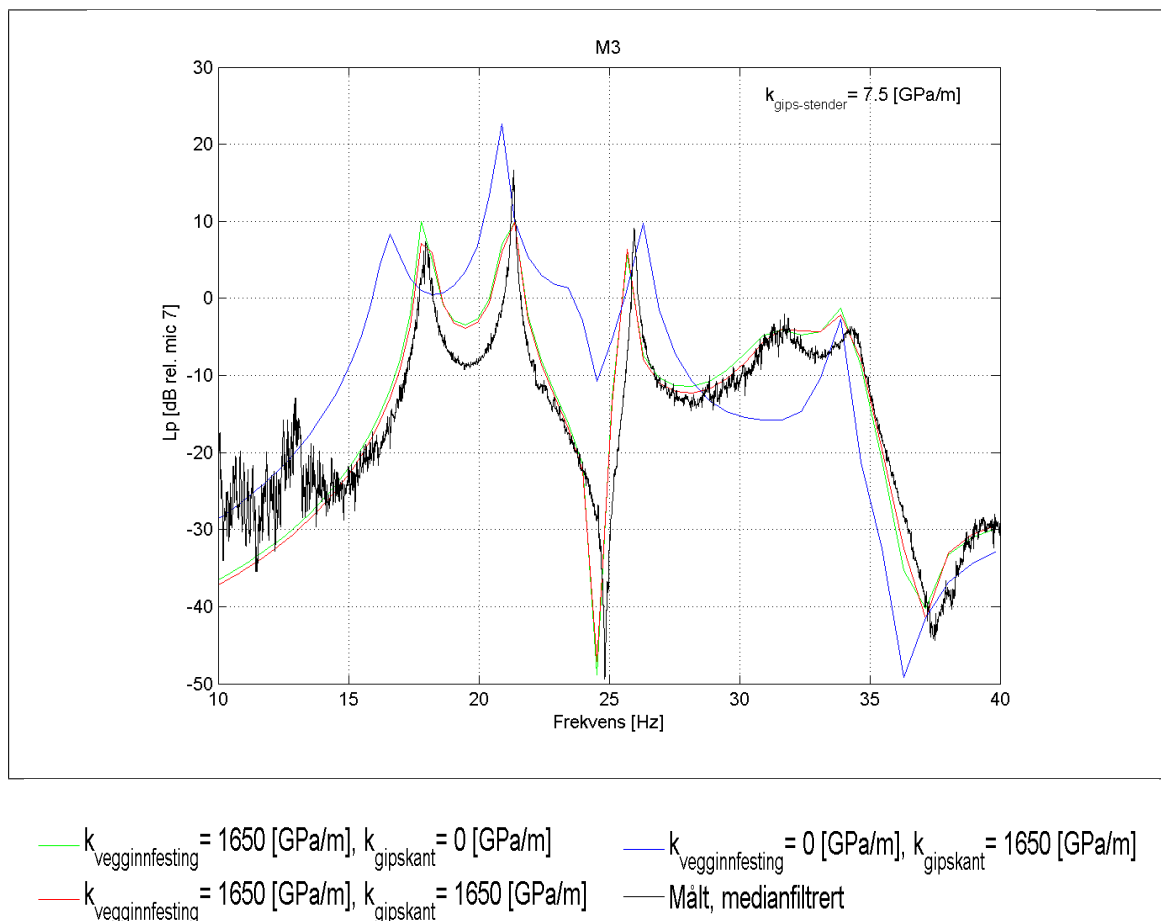


Figur 57: Beregnet lydtrykksnivå ved ulike vegginnfesting, $20 \log \left(\frac{p_{Mi}}{p_{M7}} \right)$ [dB rel. M7], vegg 1 2013.



Figur 58: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], ved ulike vegginnfesting, vegg 1 2013.

For å se effekten av en eventuell fastholding av gipsplatenes kanter som følge av fugging mellom veggkonstruksjonen og laboratoriet er det også gjort beregninger hvor vegginnfesting *a)* og *b)* er kombinert, vist for M3 i figur 59. Her er innfesting *a)* angitt som “gipskant” og innfesting *b)* som “vegginnfesting”.

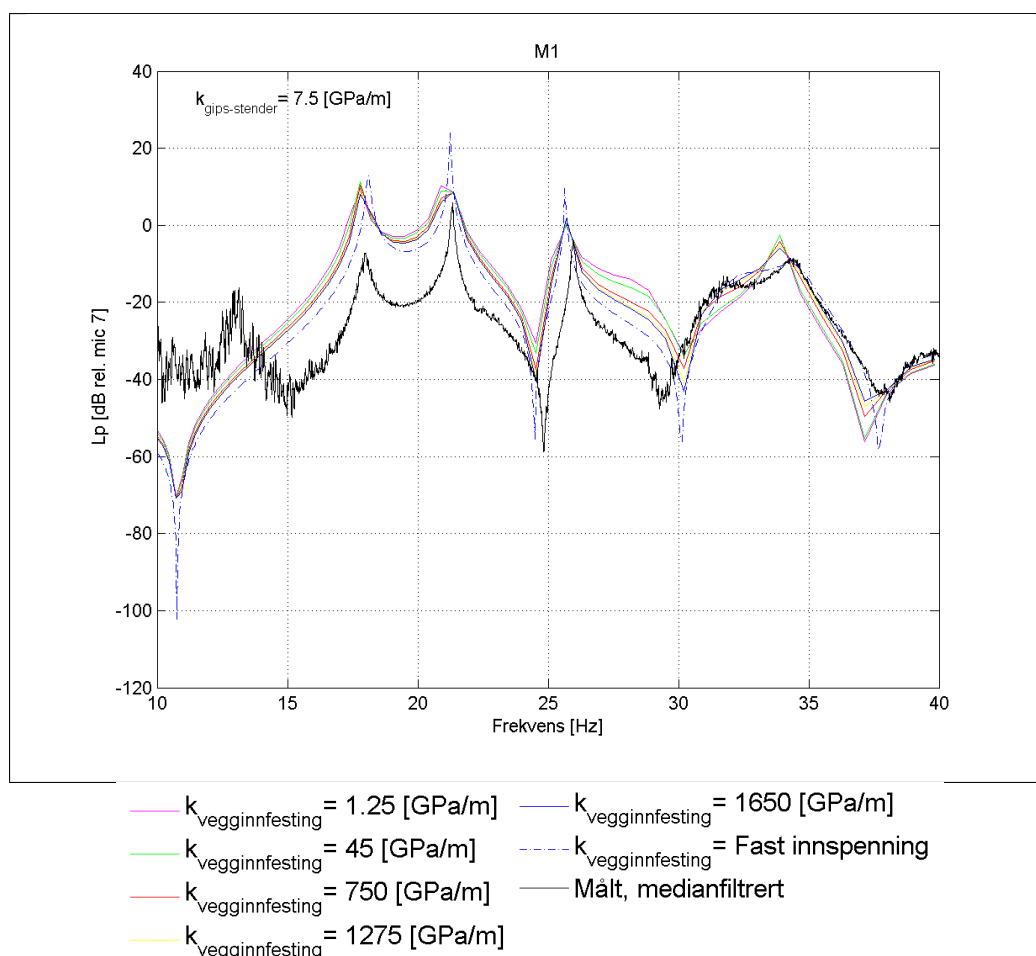


Figur 59: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], ved ulike vegginnfesting, vegg 1 2013.

Så lenge innfesting *b)* er med i modellen ser det ikke ut til å ha stor innvirkning for hverken lydtrykksnivå eller admittans om det også er en fjær langs gipskanten i innfesting *a)*. Modellen gir derimot helt feil beregningsresultater dersom det kun brukes fjæring langs gipskantene, som vist for M3.

Gipsplatens kontaktflate er mye mindre enn bindingsverkets kontaktflate. Å legge til en fjær langs gipskanten gir derfor ikke særlig økning i innfestingens stivhet, mens stivheten vil reduseres betraktelig dersom fjæren mellom bindingsverk og laboratorium fjernes.

Den beste overensstemmelsen mellom beregning og måling ser ut til være for en fjærstivhet på rundt 1650 GPa/m i vegginnfesting *b)* for både lydtrykk og admittans. For mikrofon M1, vist i figur 60, er nivåavviket høyt i frekvensene under 30 Hz for alle innfestingene. Det beregnede frekvensforløpet passer imidlertid godt også for M1. Mulige årsaker til avviket ved M1 er diskutert i vedlegg F.



Figur 60: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M_7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 1 2013.

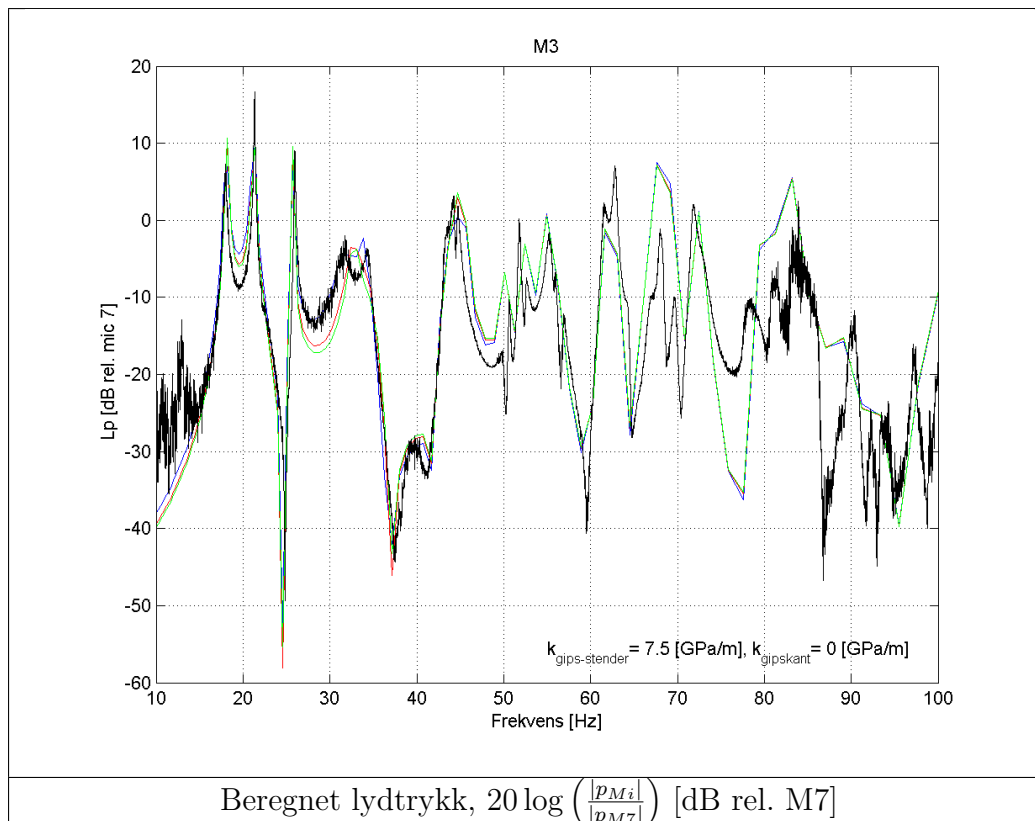
5.9.4 Vegginnfesting, 10-100 Hz

For å se vegginnfestingens effekt også ved høyere frekvenser er det gjort beregninger for frekvenser opp til 100 Hz, som er høyeste beregningsfrekvens basert på gitterforfiningstesten i kapittel 5.8. Beregningene er gjort for en elementoppløsning på $\Delta X_{max} = \lambda/6$, hvor λ er bølgelengden i luft ved 160 Hz.

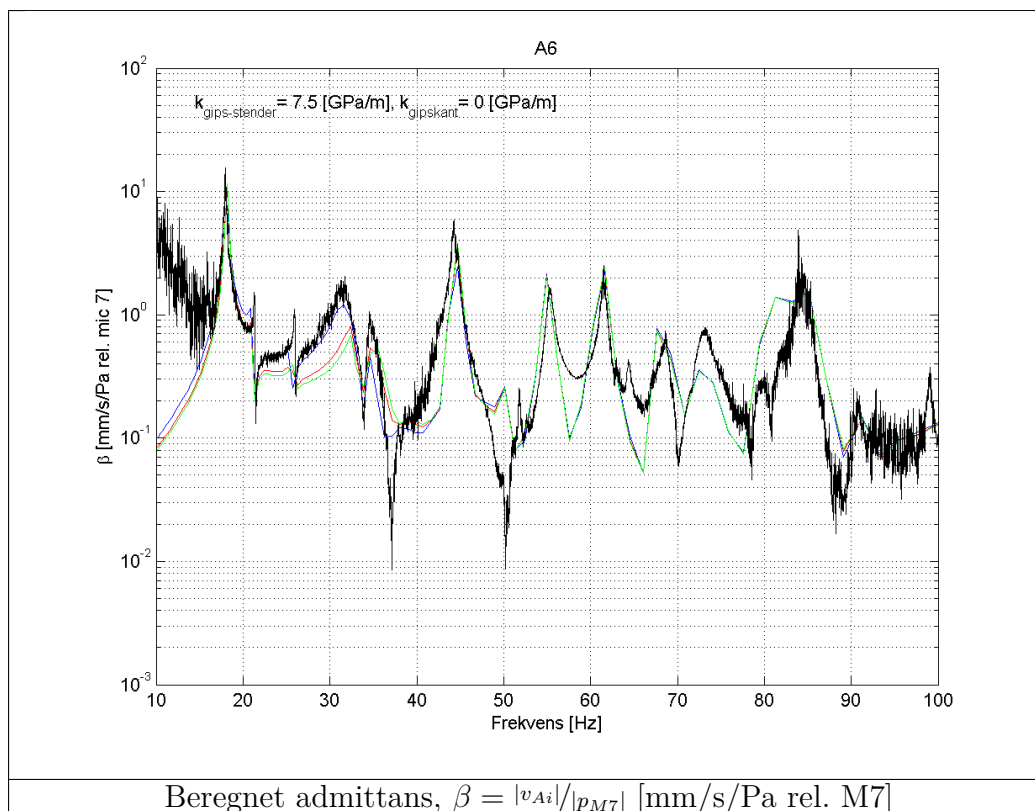
Fjærstivhetene 1650, 8250 og 16500 GPa/m er brukt for vegginnfesting *b*) og gipsplatenes sidekanter er modellert som frie. I figur 61 er beregnet lydtrykksnivå vist for hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet.

Lydtrykksnivåene i figur 61 viser at det så å si er ingen forskjeller i beregnet lydtrykk for fjærstivhetene på 8250 og 16500 GPa/m. Å øke stivheten i innfestingen fra 1650 til 8250 GPa/m gir derimot innvirkning på beregningsresultatet for frekvenser under 40 Hz; for en stivhet på 1650 GPa/m ligger beregningen rett oppå målingen for frekvensene 21-42 Hz mens 8250 og 16500 GPa/m gir avvik på 2-4 dB. For de øvrige frekvensene ser ikke innfestingsstivheten ut til å veldig stor innvirkning.

De andre mikrofonene gir tilsvarende resultater, hvor stivheten på 1650 GPa/m passer veldig bra med målingene mens de to høyere stivhetene gir økt avvik. For de fleste mikrofonene er samsvaret med målingene svært godt for frekvenser opp til 60-70 Hz.



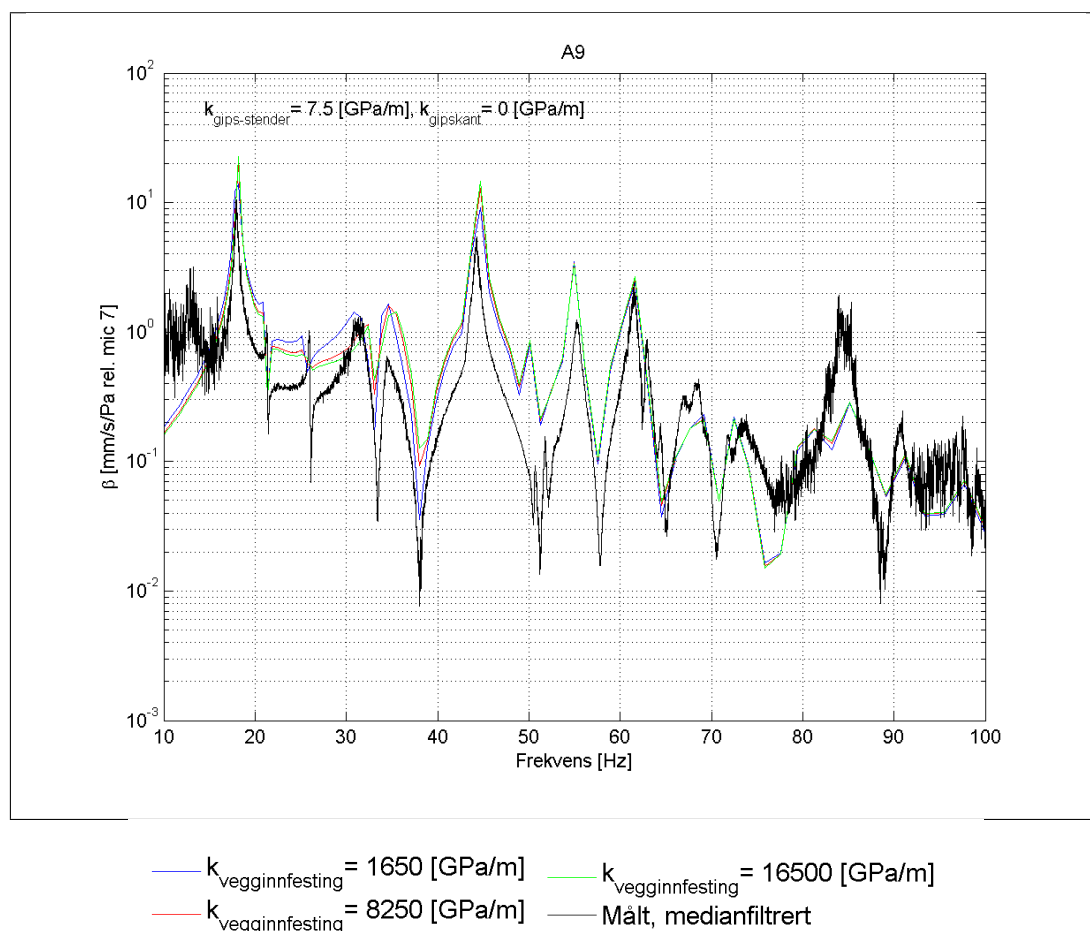
— $k_{\text{vegginnfesting}} = 1650$ [GPa/m] — $k_{\text{vegginnfesting}} = 16500$ [GPa/m]
 — $k_{\text{vegginnfesting}} = 8250$ [GPa/m] — Målt, medianfiltrert



Figur 61: Effekt av ulike vegginnfesting, vegg 1 2013.

Admittansen for A6, plassert over veggens hulrom, er vist i figur 61. Beregningene passer svært godt for 1650 GPa/m, mens stivere fjærer gir økt avvik i frekvensområdet 21-42 Hz, akkurat som for lydtrykkene.

For A9, plassert på en stender, gir alle stivhetene en del avvik, som vist i figur 62. Den innbyrdes forskjellen mellom beregningsresultatene for de tre fjærstivhetene er derimot lik som for lydtrykket og akselerometrene plassert over hulrommet. De andre akselerometrene viser samme trend både når det gjelder forskjell for de ulike fjærstivhetene og plassering over hulrom og på stender.



Figur 62: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], ved ulik vegginnfesting, vegg 1 2013.

At forskjellene i beregnet admittans er mye mindre når stivheten økes fra 8250 til 16500 GPa/m sammenliknet en økning fra 1650 til 8250 GPa/m kan tyde på at endringer i innfestingsstivheten ikke lenger er styrer veggens oppførsel for de to høyeste stivhetene. Dette kan skyldes at vegginnfestingen nærmer seg fast innspenning, men det kan også være at det er andre parametre som dominerer når stivheten i vegginnfestingen blir så høy. Uansett ser 1650 GPa/m ut til å passe best med hva som er målt, og vil derfor bli brukt for videre beregninger.

En annen interessant trend er at beregnet lydtrykk og admittans for de ulike innfestingsstivhetene ser ut til å forsvinne rundt 40 Hz for alle mikrofoner og akselerometre. Dette

kan tyde på at veggens lydtransmisjon ikke lenger bestemmes av innfestingsstivheten i frekvensene over 40 Hz.

Beregningene stemmer bra overens med hva som er målt for akselerometrene plassert over veggens hulrom, mens de er høyere enn målt for stenderplasseringene. Dermed ser det ut til at modellen overestimerer bevegelsen ved stenderne, og at en stivere fjær i kledningens innfesting kanskje er mer korrekt.

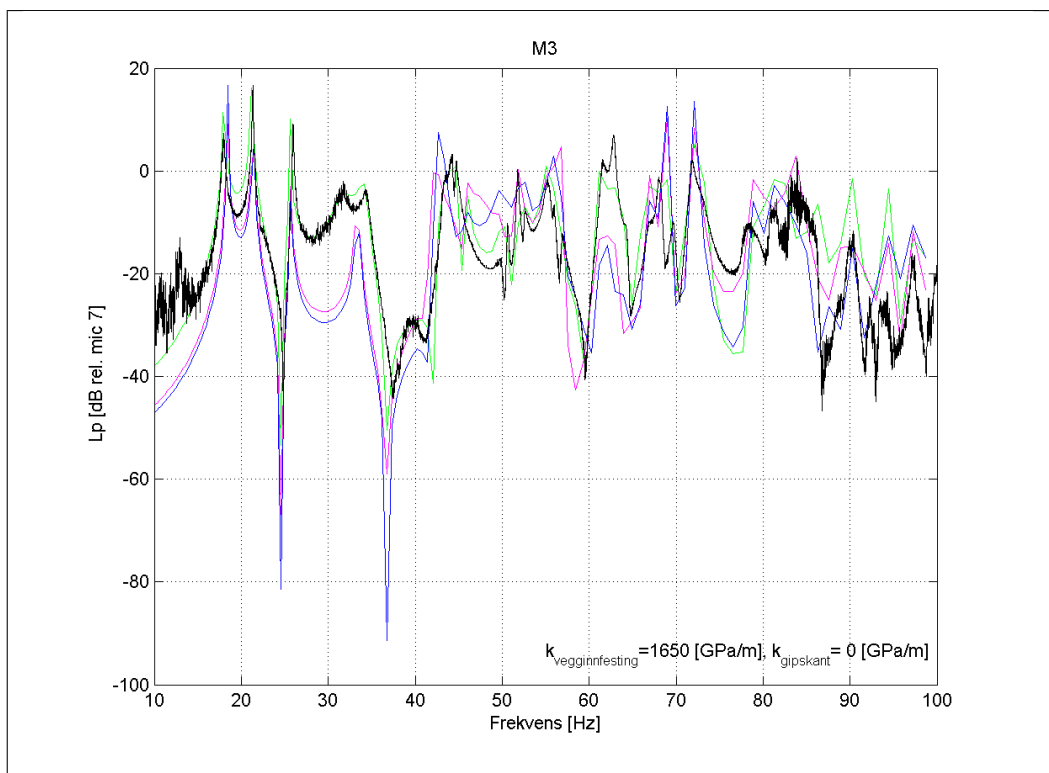
5.9.5 Fjær mellom kledning og stender, 10-100 Hz

Så langt har det kun vært fokusert på fjæren i veggkonstruksjonens innfesting, mens fjæren mellom veggkledning og stender har vært satt til 7,5 GPa/m basert på tidligere arbeider gjort av NGI (2013b). I det følgende er derfor koblingsstivheten mellom kledning og stender variert mens innfestingsstivheten er konstant.

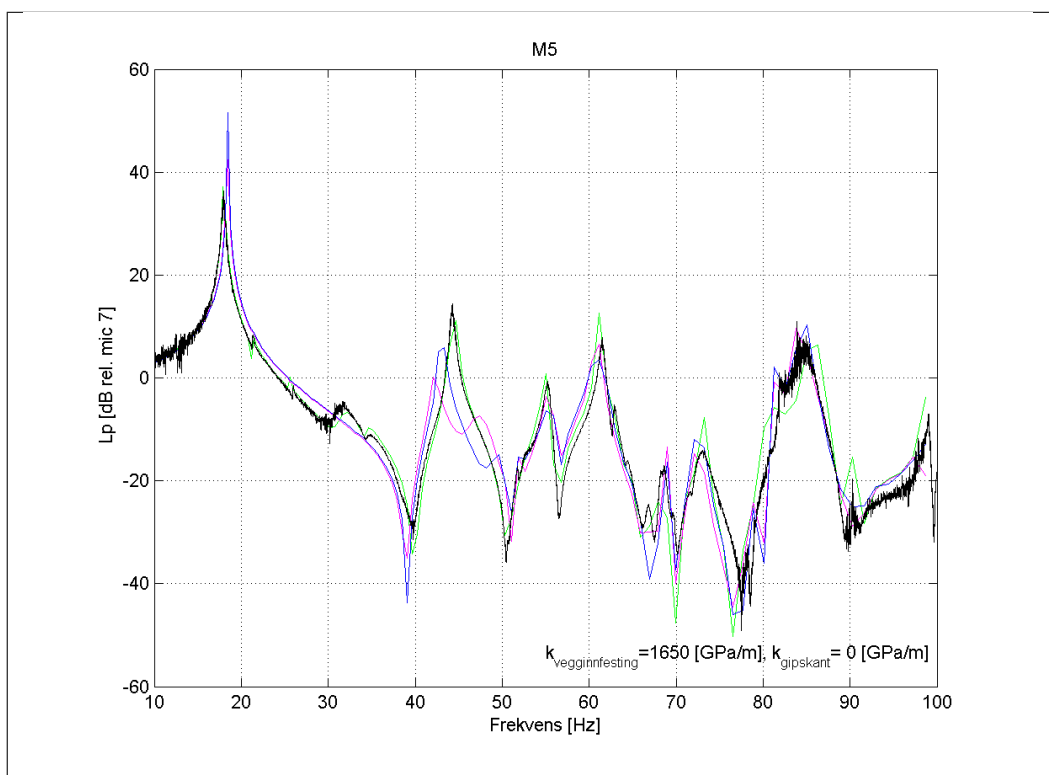
Beregnet lydtrykk for fjærstivheter på 7,5, 37,5 og 75 GPa/m mellom gips og stender er vist for M5 og hjørnemikrofon M3 i figur 63.

Tilsvarende som for vegginnfestingen i figur 61 på side 72 er det stor forskjell i beregningsresultatet for for den laveste og de to høyeste fjærstivhetene i figur 63. Ved å øke fjærstivheten til 37,5 og 75 GPa/m blir den beregnede lydtrykksforskjellen mellom mottaker- og senderrom mye større, noe som også er observert når stivheten i vegginnfestingen økes.

For vegginnfestingen begrenser stivhetens innvirkning seg til frekvenser under 40 Hz, men dette er ikke tilfellet for fjærene mellom kledning og stender. Her gir de ulike stivhetene endringer i lydtrykksnivå over hele frekvensområdet som er undersøkt. Også for M5 i senderrommet, som stort sett er upåvirket av vegginnfestingen, gir de ulike stivhetene i kledningens innfesting større forskjeller i beregnet lydtrykksnivå.

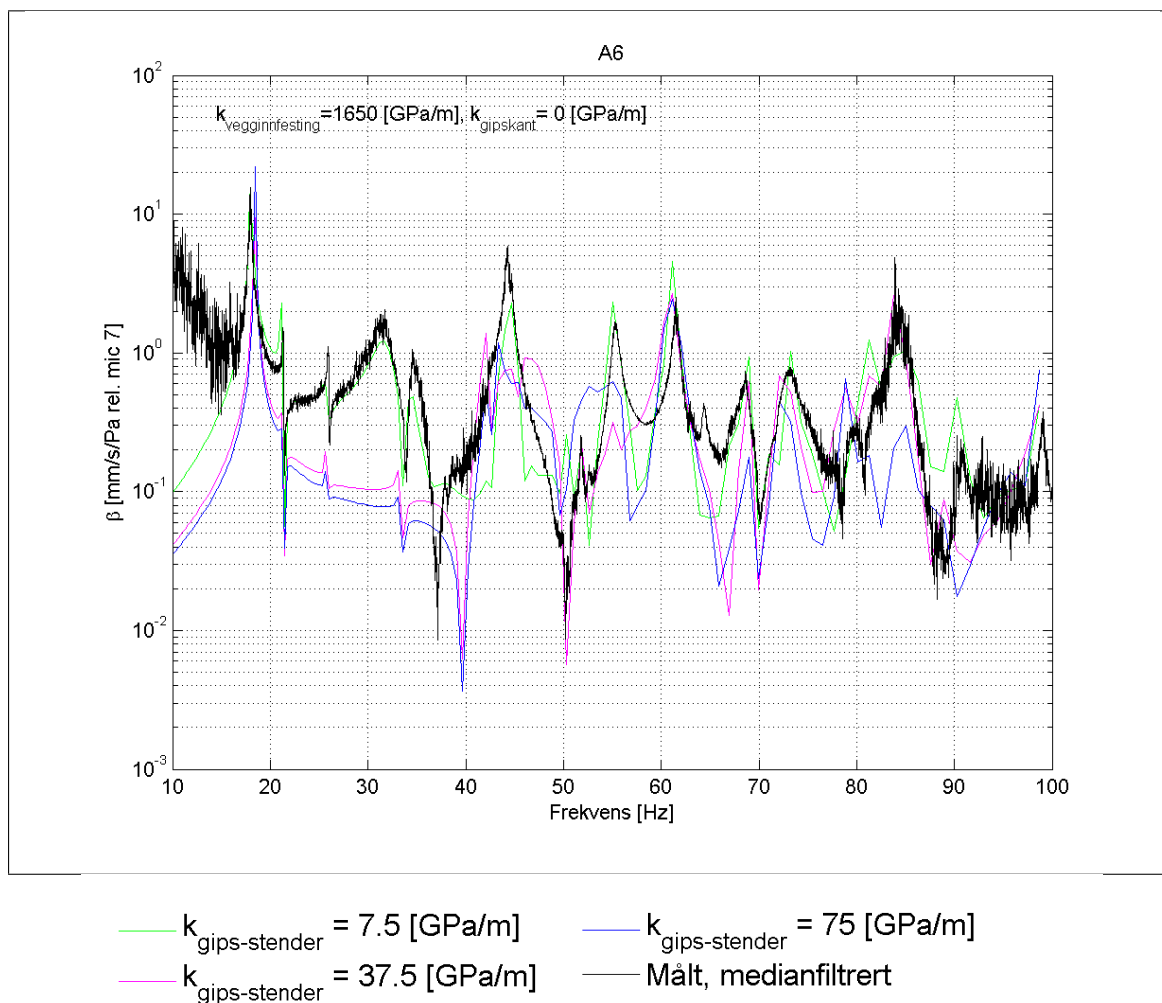


— $k_{\text{gips-stender}} = 7.5 \text{ [GPa/m]}$ — $k_{\text{gips-stender}} = 75 \text{ [GPa/m]}$
— $k_{\text{gips-stender}} = 37.5 \text{ [GPa/m]}$ — Målt, medianfiltrert



Figur 63: Beregnet lydtrykk ved ulike kledningsinnfesting, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 1 2013.

Figur 64 viser admittansen i A6. I likhet med lydtrykket viser admittansen mye større sensitivitet for en endring fra 7,5 til 37,5 GPa/m enn fra 37,5 til 75 GPa/m i kledningens innfesting. Forskjellene i beregnet admittans spenner også over hele frekvensområdet.



Figur 64: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}| \text{ [m/s/Pa]}$ ved ulike kledningsinnfesting, vegg 1 2013.

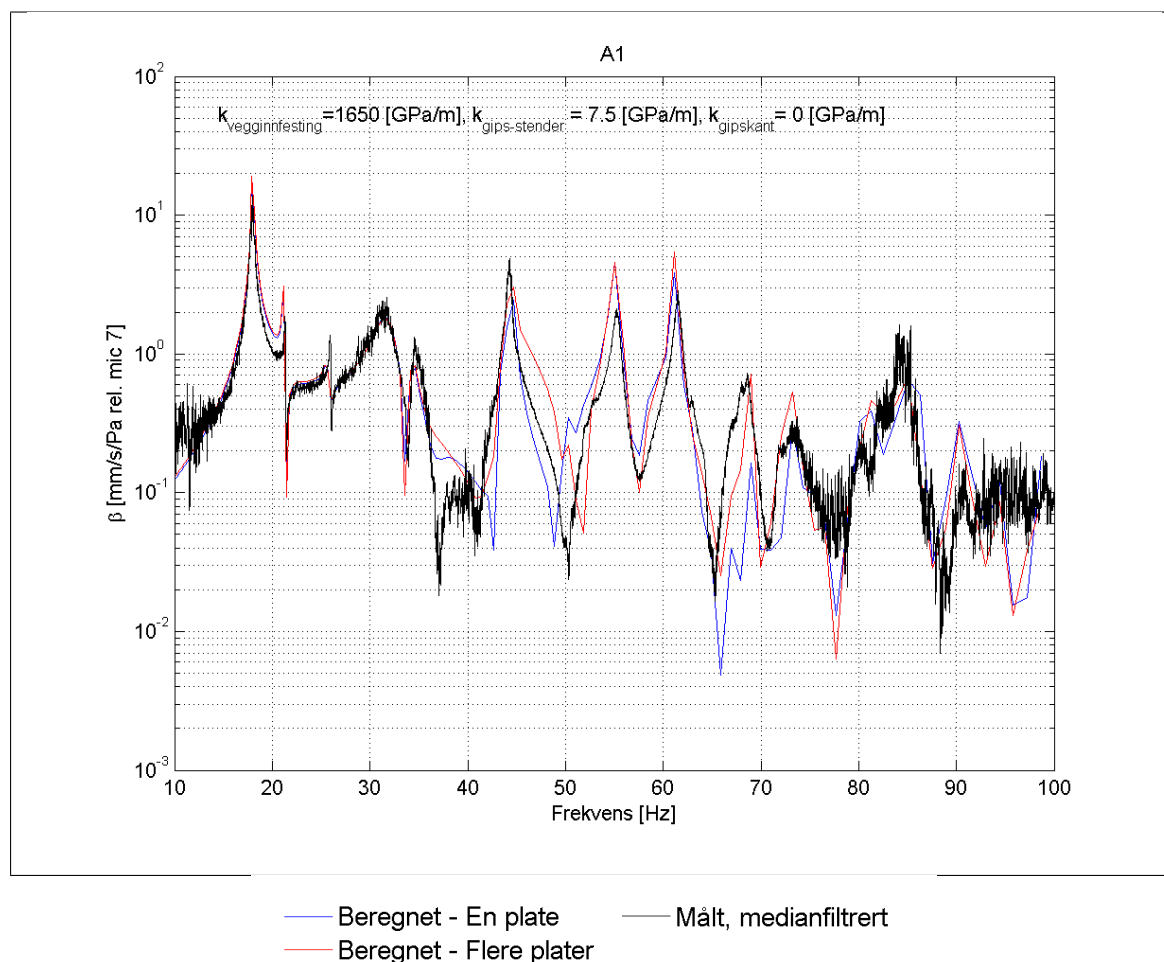
Både for lydtrykksnivå og admittans gir en fjærstivhet på rundt 7,5 GPa/m best samsvar med hva som er målt. Tilsvarende beregninger er gjort for stivhetene 6, 7,5 og 9 GPa/m, hvor 7,5 GPa/m sammenfaller best med målingene.

Som diskutert på side 74 er det svært god overensstemmelse for akselerometre plassert over hulrom, mens admittansen overestimeres på stenderne. Å endre fjærstivheten i kledningensinnfestingen alene ser ikke ut til å forbedre denne feilen.

At modellen passer såpass bra for mikrofonene og akselerometrene over hulrom mens det er en del avvik for stenderakselerometrene kan tyde på at feil antakelser er gjort for modelleringen av kledningensinnfestningen. Så langt har kledningen for enkelhets skyld vært modellert som én plate. I virkeligheten består hver kledningsside av flere gipsplater uten fastholding seg imellom, og det er flere skjøter som går parallelt med stenderne. For å få et bilde av hvor stor effekt dette har på veggens oppførsel er det gjort en sammenlikning hvor kledningen er modellert som én og som flere plater.

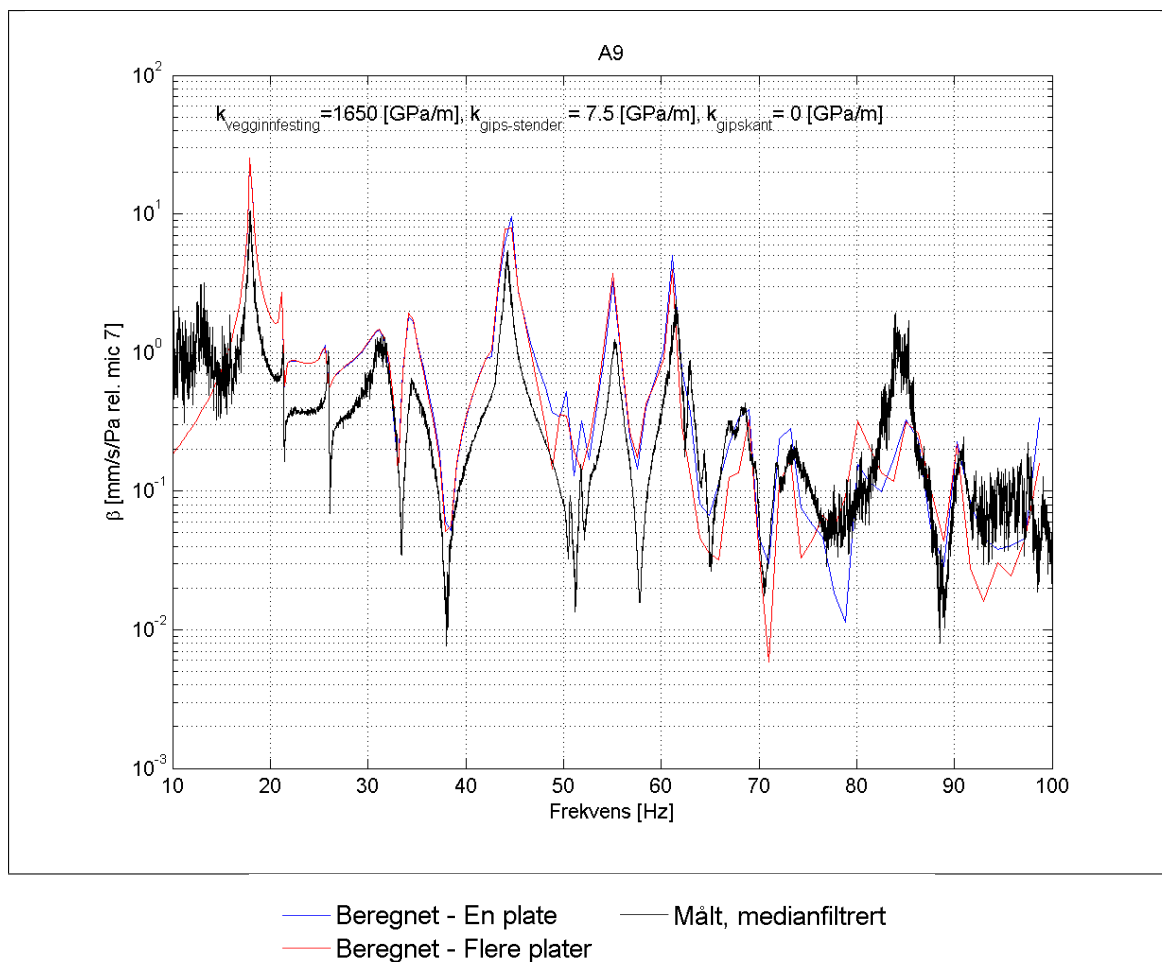
I figur 65 og 66 er beregnet admittans for én og flere plater sammenliknet for fjærstivhetene som gir best samsvar med målingene - 1650 GPa/m og 7,5 GPa/m i henholdsvis vegginnfesting og kledningsinnfesting - for A1 over hulrom og A9 på stender. Forskjellen i beregnet lydtrykksnivå er forsvinnende liten og er derfor uinteressant.

For A1 over hulrom stemmer beregningene bedre med målingene i frekvensområdet 65-75 Hz når kledningen deles opp i flere plater, mens det er svært små forskjeller for resten av beregningsfrekvensene. Tilsvarende er det enkelte forbedringer for de andre akselerometrene over hulrom. Men, oppdelingen av kledningen fører også økt avvik ved enkelte frekvenser.



Figur 65: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [m/s/Pa] ved ulike kledningsinnfesting, vegg 1 2013.

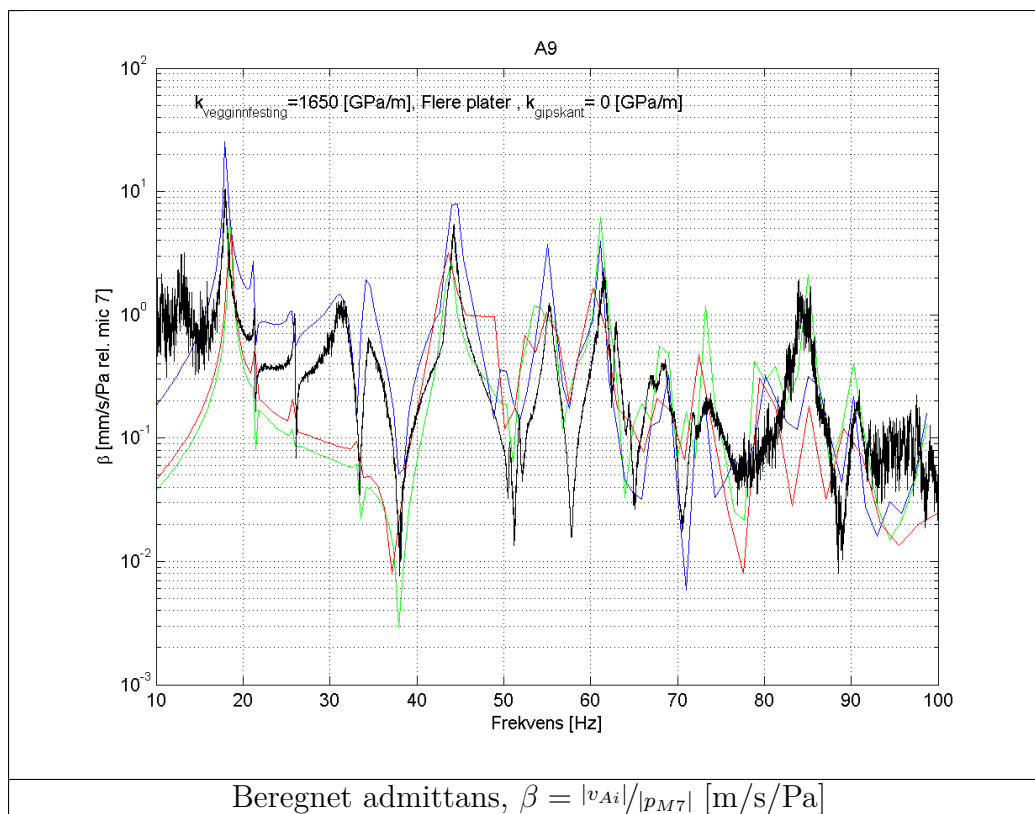
Akselerometrene på stenderne, vist for A9 i figur 66, får enkelte små forbedringer når kledningen modelleres som flere plater, men den gjennomgående overestimeringen for frekvenser under 40 Hz blir ikke redusert. Dermed er det ikke oppdelingen av kledningsplatene som gir avviket ved stenderne. Når det er sagt gir den oppdelte kledningen små forbedringer i admittans og er nok en mer korrekt modell av den virkelige konstruksjonen.



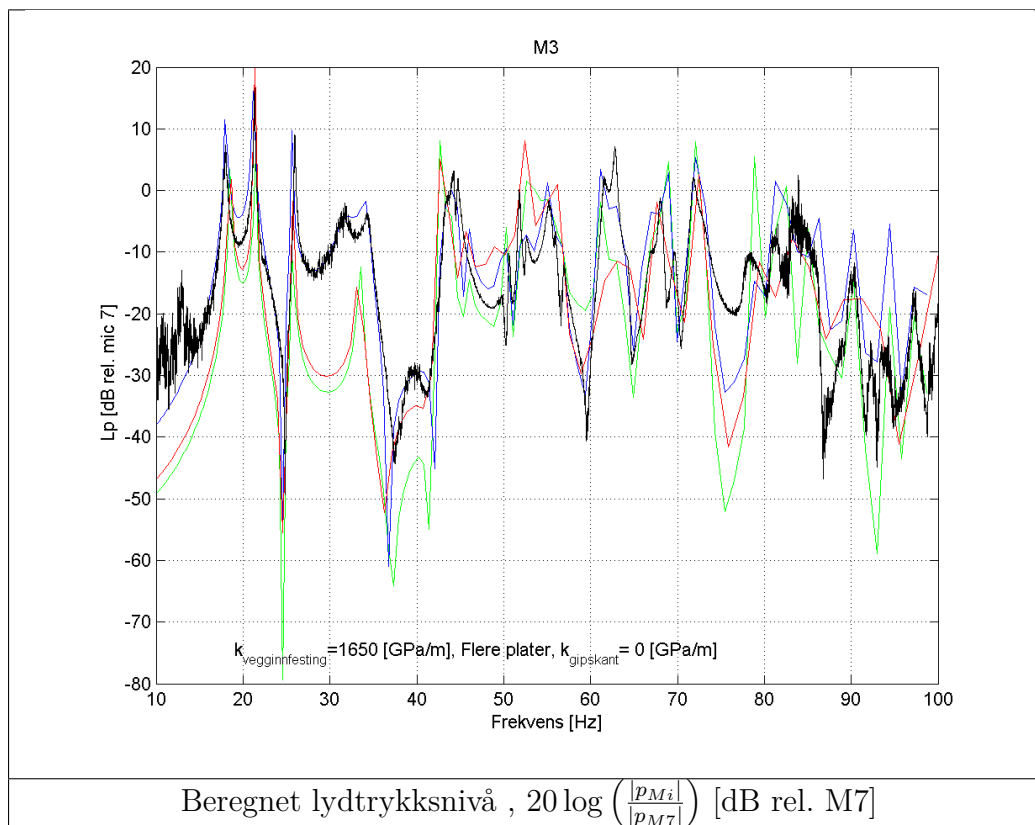
Figur 66: Beregnet admittans, $\beta = |v_{A_i}|/|p_{M7}|$ [m/s/Pa] ved ulik kledningsinnfesting, vegg 1 2013.

Antakelsen med en enkelt flatefjær over hele kontaktflaten mellom kledning og stender er en forenkling. Det er derfor også gjort en beregning hvor kledningsplatene er modellert som fritt opplagt på stenderne. Dette er sammenliknet med fast innspenning og en flatefjær med stivhet 7,5 GPa/m for A9 og M3 i figur 67.

Figuren viser at fritt opplegg gir nivåer som ligger nærmere fast innspenning enn en flatefjær i frekvenser under 40 Hz. Hverken akselerometrene på stender eller over hulrom er i nærheten av målingene når kledningen modelleres som fritt opplagt. Også for mottakermikrofonene gir fritt opplegg store avvik fra målingene, vist for M3.

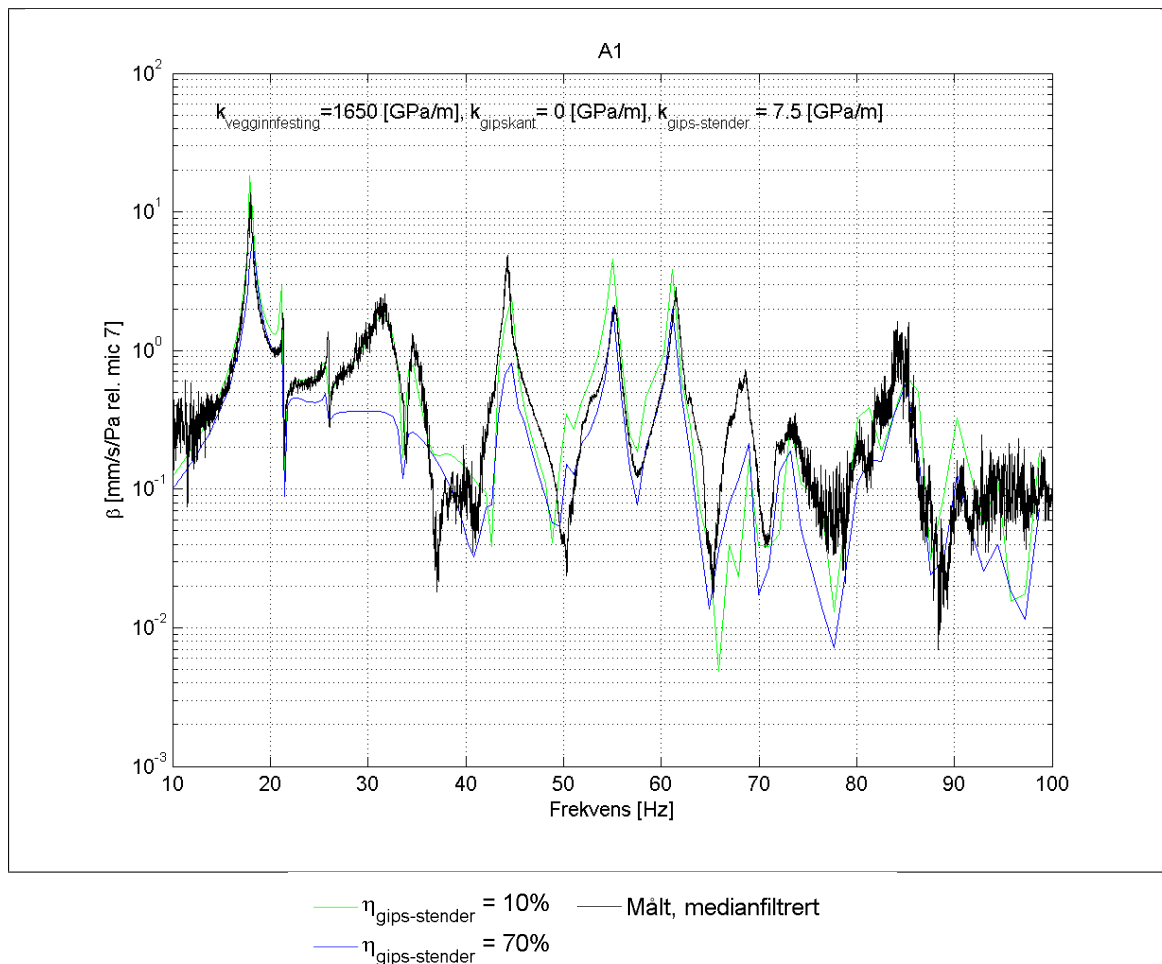


- | | |
|---|--|
| <p>— $k_{\text{gips-stender}} = \text{Fast innspenning}$</p> <p>— $k_{\text{gips-stender}} = 7.5$ [GPa/m]</p> | <p>— $k_{\text{gips-stender}} = \text{Fritt opplagt}$</p> <p>— Målt, medianfiltrert</p> |
|---|--|



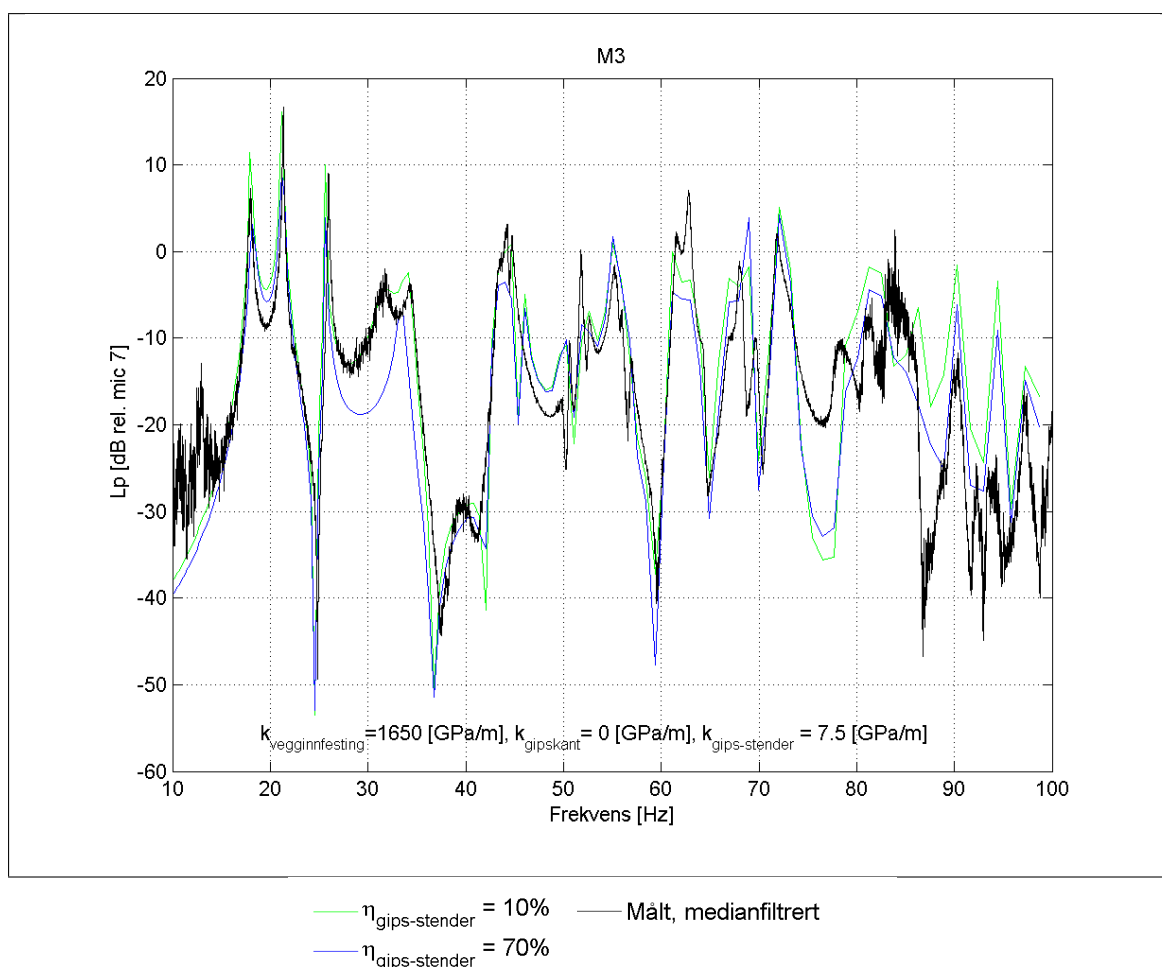
Figur 67: Effekt av ulik kledningsinnfesting, vegg 1 2013.

Dempningen i kledningsinnfestingens flatefjær er også forsøkt økt fra 10% til 70% for å se dempningens innvirkning ved så lave frekvenser og om dette kan gi bedre samsvar med målingene. Effekten er vist for A1 i figur 68 og M3 i figur 69. Økt dempning gir lavere admittans med et glattere forløp for frekvenser under 40 Hz og samsvaret med målingene blir dårligere.



Figur 68: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}| \text{ [m/s/Pa]}$, ved ulik dempning i gipsinnfesting, vegg 1 2013.

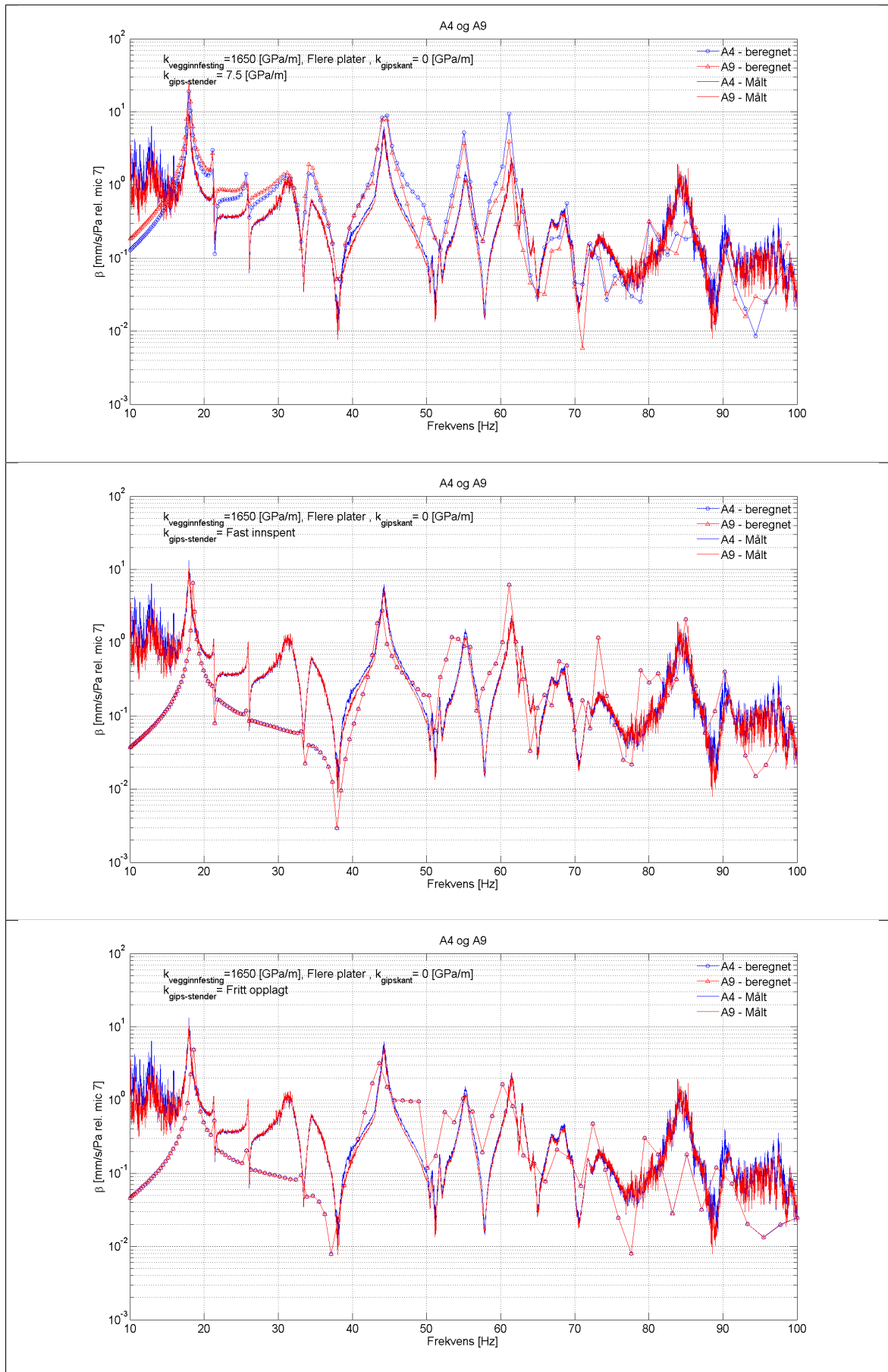
For M3 er dempningens virkning noe mindre, og det er størst utslag for bunnen mellom 26 og 34 Hz. Med økt dempning blir overensstemmelsen både i nivå og forløp vesentlig dårligere.



Figur 69: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], ved ulik dempning i gipsinnfesting, vegg 1 2013.

Dempningen på 70 % er ganske drastisk, men viser at en økning i alle frekvenser ikke gir den ønskede effekten. Samtidig viser admittansen at en frekvensavhengig dempning med større verdier opp i frekvens nok kan være mulighet.

I figur 70 på neste side er energioverføringen via stender sammenliknet ved å se på admittansen for akselerometre A4 og A9 for de tre kledningsinnfestingene fra figur 67. For fritt opplegg og fast innspenning er admittansen den samme på veggens sender- og mottakerside, noe som ikke stemmer med målingene. Flatefjæren gir en nivåforskjell mellom de to veggside, men denne forskjellen er høyere enn målt. Flatefjæren gir allikevel best samsvar med målingene, både i absoluttnivå og forholdet mellom admittansene på veggens sender- og mottakerside. Forholdet mellom admittansen på veggside ville kanskje kunne bedres ved å øke fjærstivheten, men dette gir dårligere overensstemmelse i frekvensforløpet.



Figur 70: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [m/s/Pa] ved ulike kledningsinnfesting, vegg 1 2013.

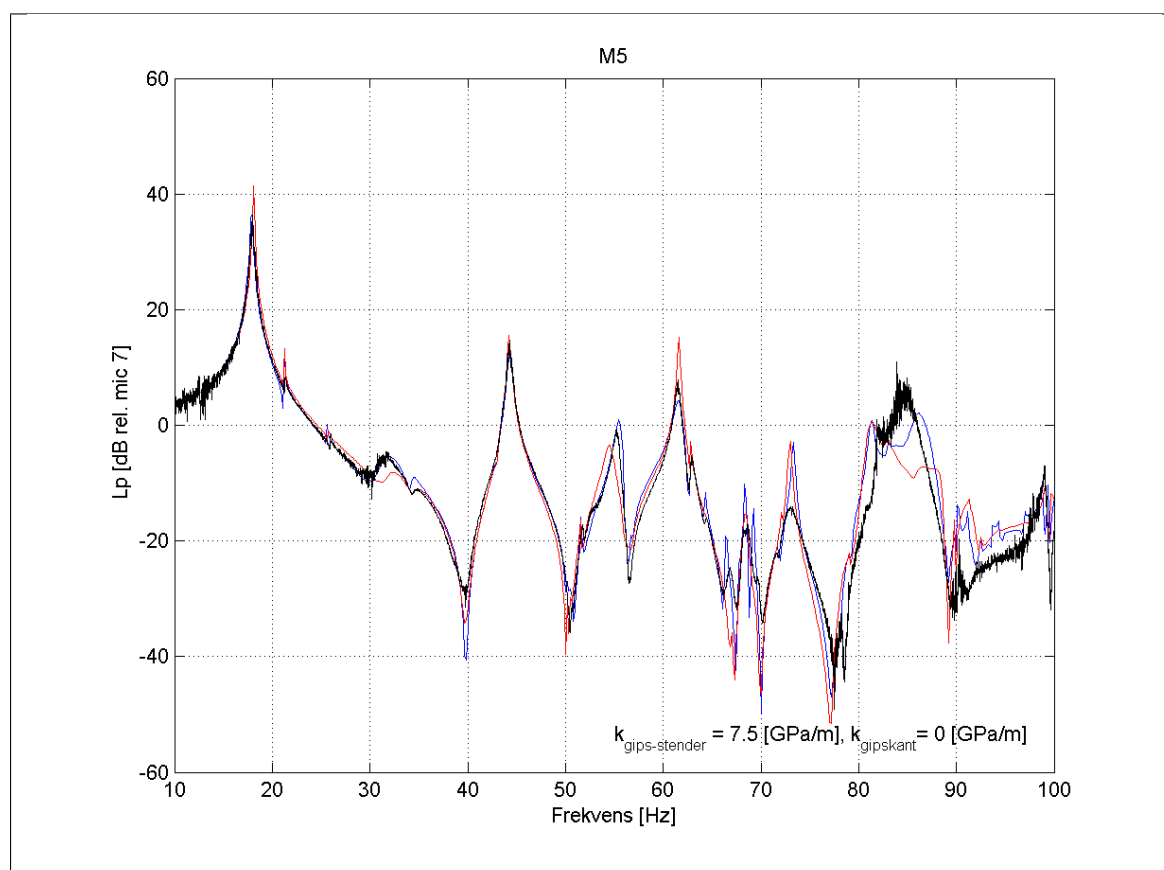
5.9.6 Sammenlikning med tidligere arbeid

Det beste samsvaret mellom beregning og måling er for fjærstivheter på 7,5 og 1650 GPa/m i henholdsvis klednings- og vegginnfesting. Dette er sammenliknet med det tidligere arbeidet gjort av NGI (2013b). I de nye beregningene er kledningen modellert som flere plater, mens det er brukt én plate i NGIs arbeid.

I sammenlikningen er det brukt en lineær akse med oppløsning på 0,15 Hz for begge modellene. Største tillatte elementstørrelse er også redusert fra $\lambda/6$ til $\lambda/9$, hvor λ er bølgelengden i luft ved 160 Hz.

Sammenlikninger for alle mikrofoner og akselerometre er gitt digitalt i vedlegg H

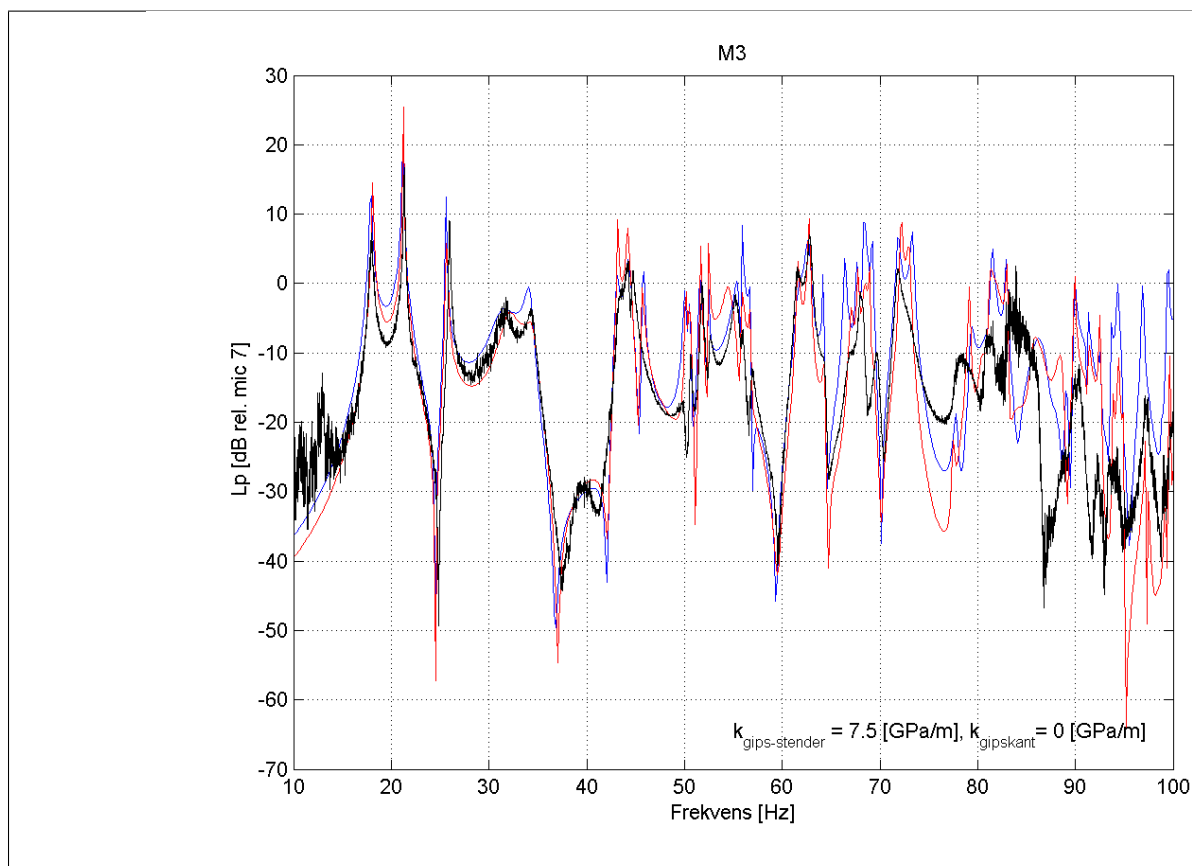
Forskjellene i lydtrykksnivåene for de to modellene forholdsvis små og slik som sammenlikningen mellom ulike fjærstivheter har vist er forskjellene mye mindre i sender- enn i mottakerrommet. Begge modellene har svært små avvik fra målingene i senderrommet, men den nye modellen passer imidlertid noe bedre rundt 25-35 Hz og ved 55 Hz-toppen for både M5 og M6. Dette er vist for M5 i figur 71.



— $k_{\text{vegginnfesting } b} = 1650 \text{ [GPa/m]}, k_{\text{gips-stender}} = 7.5 \text{ [GPa/m]}, \text{ Flere plater}$ — Målt, medianfiltrert
 — Fritt opplagt - tidligere arbeid

Figur 71: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], sammenlikning med tidligere arbeid, vegg 1 2013.

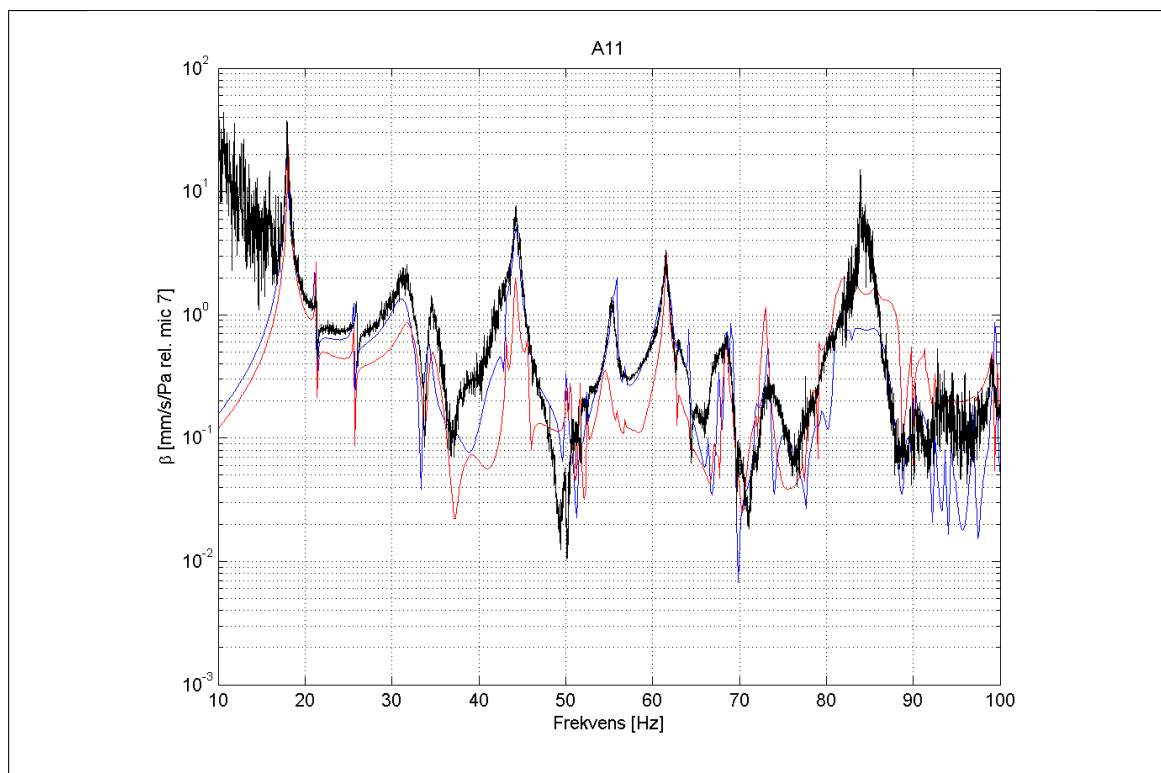
I mottakerrommet er avvikene mellom måling og beregninger noe større i både forløp og nivå, men også her stemmer begge modellene temmelig bra. Begge modellene overestimerer nivået ganske mye i frekvensene under 21 Hz, men forløpet stemmer bra. Ved M2 fanger begge modellene opp toppene ved 21 og 26 Hz, men ikke frekvensene mellom toppene. Disse avvikene er diskutert i vedlegg F. Om det er NGIs eller den nye modellen som passer best avhenger av mikrofon og frekvens, men den nye modellen gir jevnt over bedre samsvar med målingene i både forløp og nivå. Figur 72 viser en sammenlikning for hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet.



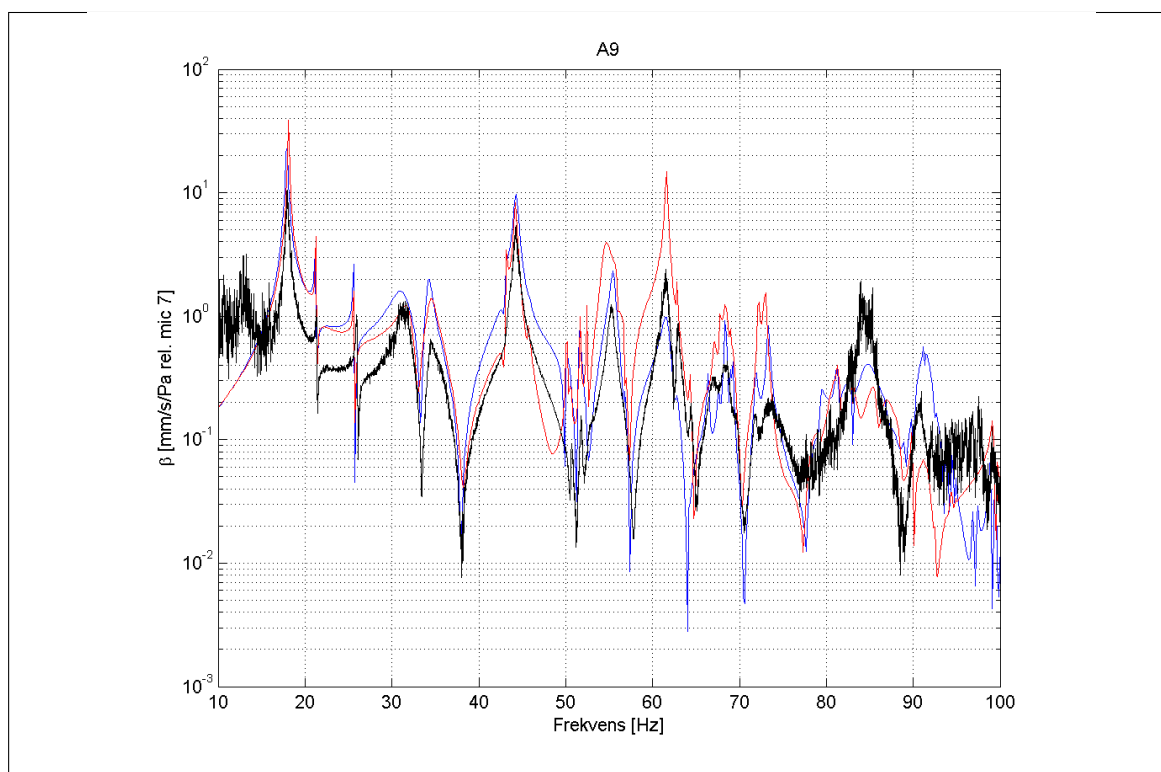
— $k_{\text{vegginnfesting } b} = 1650 \text{ [GPa/m]}, k_{\text{gips-stender}} = 7.5 \text{ [GPa/m]}, \text{ Flere plater}$ — Målt, medianfiltrert
 — Fritt opplagt - tidligere arbeid

Figur 72: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], sammenlikning med tidligere arbeid, vegg 1 2013.

Forskjellene mellom de to modellene er en god del større for admittansen. Her gir den nye modellen bedre samsvar i både nivå og forløp for de fleste akselerometrene, særlig de plassert over hulrom. Dette er vist for A11 over hulrom på sendersiden i figur 73.



— $k_{\text{vegginnfesting } b)} = 1650 \text{ [GPa/m]}, k_{\text{gips-stender}} = 7.5 \text{ [GPa/m]}, \text{ Flere plater}$ — Målt, medianfiltrert
 — Fritt opplagt - tidligere arbeid



Figur 73: Beregnet admittans over hulrom på senderside, $\beta = |v_{A_i}|/|p_{M7}| \text{ [m/s/Pa]}$ sammenlikning med tidligere arbeid, vegg 1 2013.

Ved stender er det ikke like klart hvilken av de to modellene som passer best med målingene. Figur 73 viser at beste overensstemmelse varierer med frekvens for A9, plassert på stender på veggens senderside. Samtidig viser figuren at samsvaret er ganske bra for begge modellene.

Totalt sett ser den nye modellen ut til å gi en del bedre samsvar enn NGIs, selv om det beste overensstemmelse varierer noe med frekvensområdet for mikrofon og akselerometer.

Gjennomsnittlig lydreduksjon

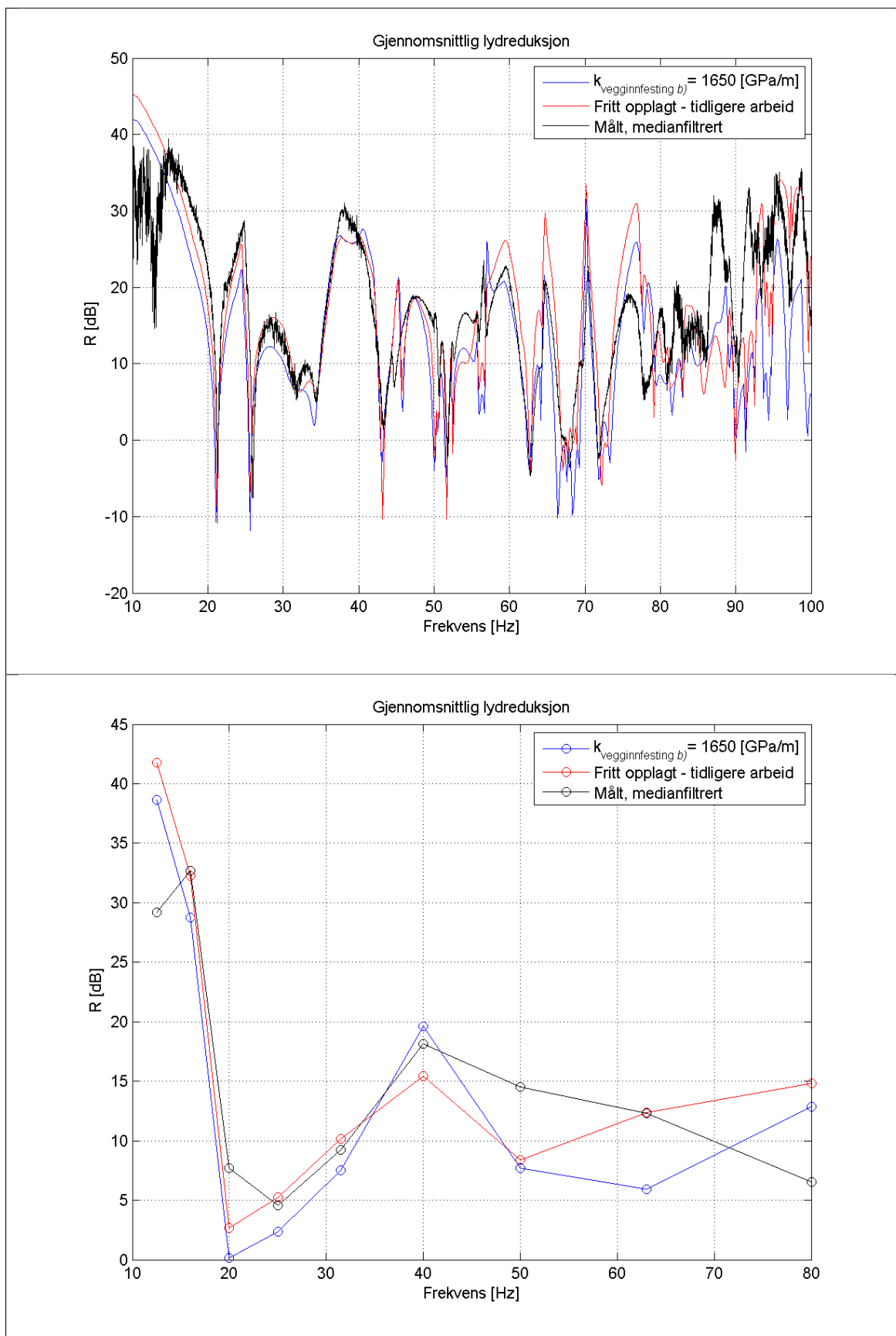
Som forklart på side 16 er mikrofonplasseringene aritmetisk midlet. I figur 74 er de to modellenes beregnede lydisolasjon med aritmetisk midlede lydtrykk i sender- og mottakerrom sammenliknet med målingene i smalband og 1/3-oktavgband.

I frekvensene under 43 Hz gir begge modellene forholdsvis bra samsvar i frekvensforløpet, mens NGIs modell har en del bedre overensstemmelse i nivå, med svært godt samsvar for toppene ved 25 og 28 Hz. Det er imidlertid to avvik i forløpet i dette frekvensområdet; den nye modellen fanger ikke opp den lille toppen ved 33 Hz og toppen ved 38 Hz for flat sammenliknet med målingene er for begge modellene.

Mellom 51 og 62 Hz ser forløpet ut til å stemme bedre for den nye modellen. Denne fanger opp toppene ved 54 og 56 Hz, selv om den siste er forskjøvet noe opp i frekvens. Nivåmessig er også den nye bedre i området 56-62 Hz. I frekvensene rundt 75 Hz-toppene er fasongen ganske lik for de to modellene, men den nye ligger noe nærmere målte nivåer. Over dette ser NGIs modell ut til å gi bedre nivåer, mens plasseringen av topper og dykk er ganske lik. NGIs modell fanger også opp den målte toppen ved 87 Hz, men den er altfor liten.

1/3-oktavgene viser stort sett det samme som smalbandsverdiene; de to modellene gir ganske lik lydreduksjon, men NGIs er noe bedre i frekvensområdet under 31,5 Hz-båndet. Avviket mellom måling og beregninger i frekvensene over dette blir kanskje noe mer tydelig 1/3-oktavg. Begge modellene fanger opp den generelle trenden opp til 40 Hz-båndet, men de beregnede lydreduksjonene ser ikke ut til å følge samme forløp som målingene i frekvensene over dette.

En svakhet ved 1/3-oktavgene er at det meste av detaljer forsvinner. Smalbandsverdiene viser at begge modellene fanger opp frekvensforløpet ganske bra også for frekvenser over 40 Hz-båndet, men for spisse eller ekstreme topper og dykk gjør at dette ikke kommer frem i 1/3-oktavg.



Figur 74: Beregnet lydisolasjon, $R = 10 \log \left(\frac{|p_{\text{senderrom}}^2|}{|p_{\text{mottakerrom}}^2|} \right)$ [dB]

5.9.7 Oppsummering

En rekke kombinasjoner av ulike innfestinger for kledning og veggkonstruksjon viser at beregnet admittans jevnt over stemmer bedre når begge disse innfestingene modelleres som flatefjærer. Videre gir det marginalt bedre samsvar dersom kledningen modelleres som flere plater istedenfor én stor.

Beste overensstemmelse med flatefjærer i vegginnfestingen er oppnådd med verdiene gitt i tabell 8.

Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Trestender mot gipsplate	7,5	750	0,1	0,1
Vegginnfesting, veggramme	16,5	1650	0,1	0,1
Vegginnfesting, gipskant	Fri	Fri	-	-

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Tre	11	0,05	500	0,1
Gips	4	0,33	800	0,1

Tabell 8: Beste samsvar med målinger, vegg 1 2013.

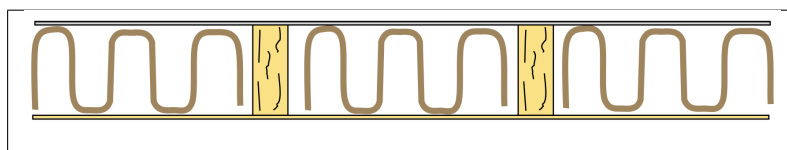
For lydtrykksnivåene og lydisolasjonen er det ikke helt entydig om flatefjær eller fritt opplegg gir best overensstemmelse med målingene. I senderrommet gir flatefjærer noe bedre samsvar, men samtidig er det også bra for fritt opplegg. For mottakerrommet avhenger beste samsvar av mikrofon og frekvensområde. Enkelte steder gir det frie opplegget i NGIs tidligere arbeider bedre nivåer, mens flatefjæren gir et frekvensforløp som passer bedre. Andre steder gir den nye modellen både bedre nivå og forløp.

Det samme er tilfellet for lydreduksjonen i smalbånd. Ved å sammenlikne i 1/3-oktaver ser det frie veggopplegget i NGIs modell ut å stemme best i frekvensområdet opp til 31,5 Hz-båndet, mens både forløp og nivå avviker en god del i frekvensene over dette.

At beste samsvar varierer mellom den nye modellen og NGIs tidligere arbeid viser at begge modellene har forutsetninger som gir unøyaktigheter i fremstillingen av konstruksjonen.

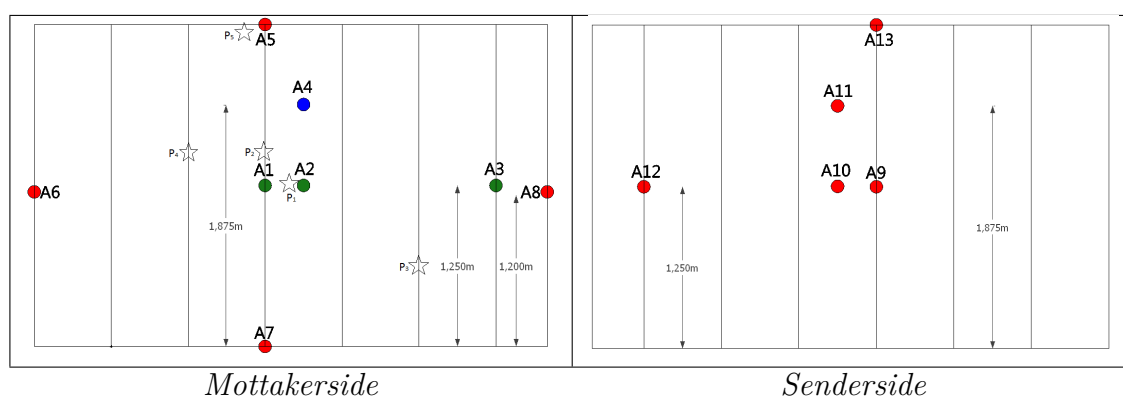
5.10 Vegg 2 2014

Vegg 2 fra 2014 består av et 48x148 mm isolert bindingsverk med 9 mm gips på sendersiden og 15 mm liggende trepanel med not og fjær på mottakersiden, skissert i figur 75.



Figur 75: Horisontalsnitt, modellert veggkonstruksjon, vegg 2 2014.

Mikrofonplassering er vist i figur 7 på side 15 og akselerometerplassering i figur 76.



Figur 76: Akselerometerplassering, vegg 2 2014.

5.10.1 Materialdata og fjærer

De tilpassede material- og fjærparametrene for modellen i kapittel 5.9 er brukt som et utgangspunkt og er gitt i tabell 9. Trepanelet på mottakersiden er modellert som én plate.

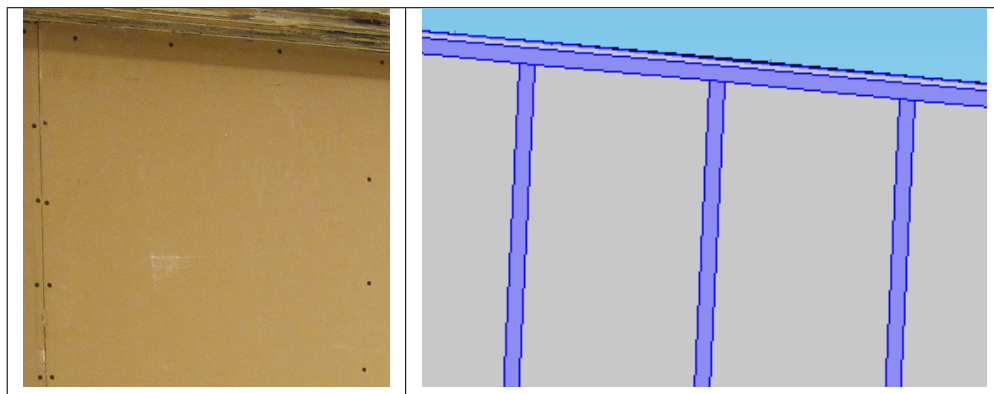
Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Stender mot gips	7,5	750	0,1	0,1
Stender mot trepanel	7,5	750	0,1	0,1
Vegginnfesting	16,5	1650	0,1	0,1
Stenderinnfesting	Fast innspenning	Fast innspenning	-	-

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Stender	11	0,05	500	0,1
Gipsplate	4	0,33	800	0,1
Trepanel	11	0,05	500	0,1

Tabell 9: Startverdier, vegg 2 2014.

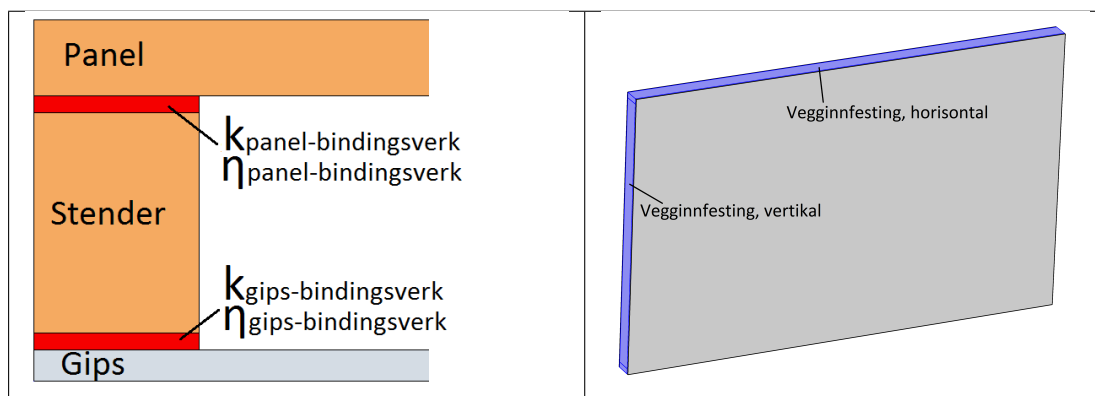
Slik som for vegg 1 fra 2013 er normal og tangentiell stivhet i fjærene definert som henholdsvis $1/1000$ og $1/10$ av en overordnet stivhetsparameter. Det er denne overordnede verdien som er gitt i presentasjonen av beregningsresultatene. Beregningene er gjort med en logaritmisk frekvensakse.

En viktig forskjell fra modellen i kapittel 5.9 er at det også er modellert en flatefjær i kledningens innfesting ved bunn- og toppsvill. Som vist ved toppsvill i figur 77, er gipsplatene skrudd til både stender og svill. Fjærene er vist med blått.



Figur 77: Gipsplateinnfesting 2014.

Figur 78 viser modellert vegginnfesting og en skisse av den modellerte veggens horisontalsnitt med fjærer i kledningsinnfesting.

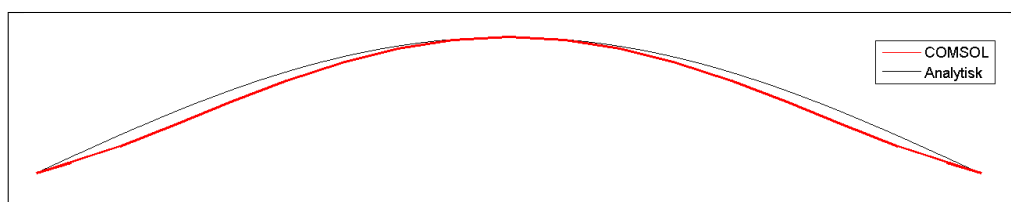


Figur 78: Horisontalsnitt og modellerte fjærer, vegg 2 2014.

5.10.2 Stenderinnfesting og elastisitetsmodul, 10-40 Hz

Målingene i kapittel 4.5 viser at stenderenes respons ved punkteksitasjon likner mer på fritt opplagg enn fast innspenning. Ved å sammenlikne første målte egenfrekvens med bjelketeori ser det også ut til at elastisitetsmodulen ligger rundt 7-8 GPa, og ikke 11 GPa som er brukt for vegg 1 fra 2013. Det er derfor gjort en sammenlikning av fritt opplagte og fast innspente stendere for elastisitetsmoduler på 7 og 11 GPa.

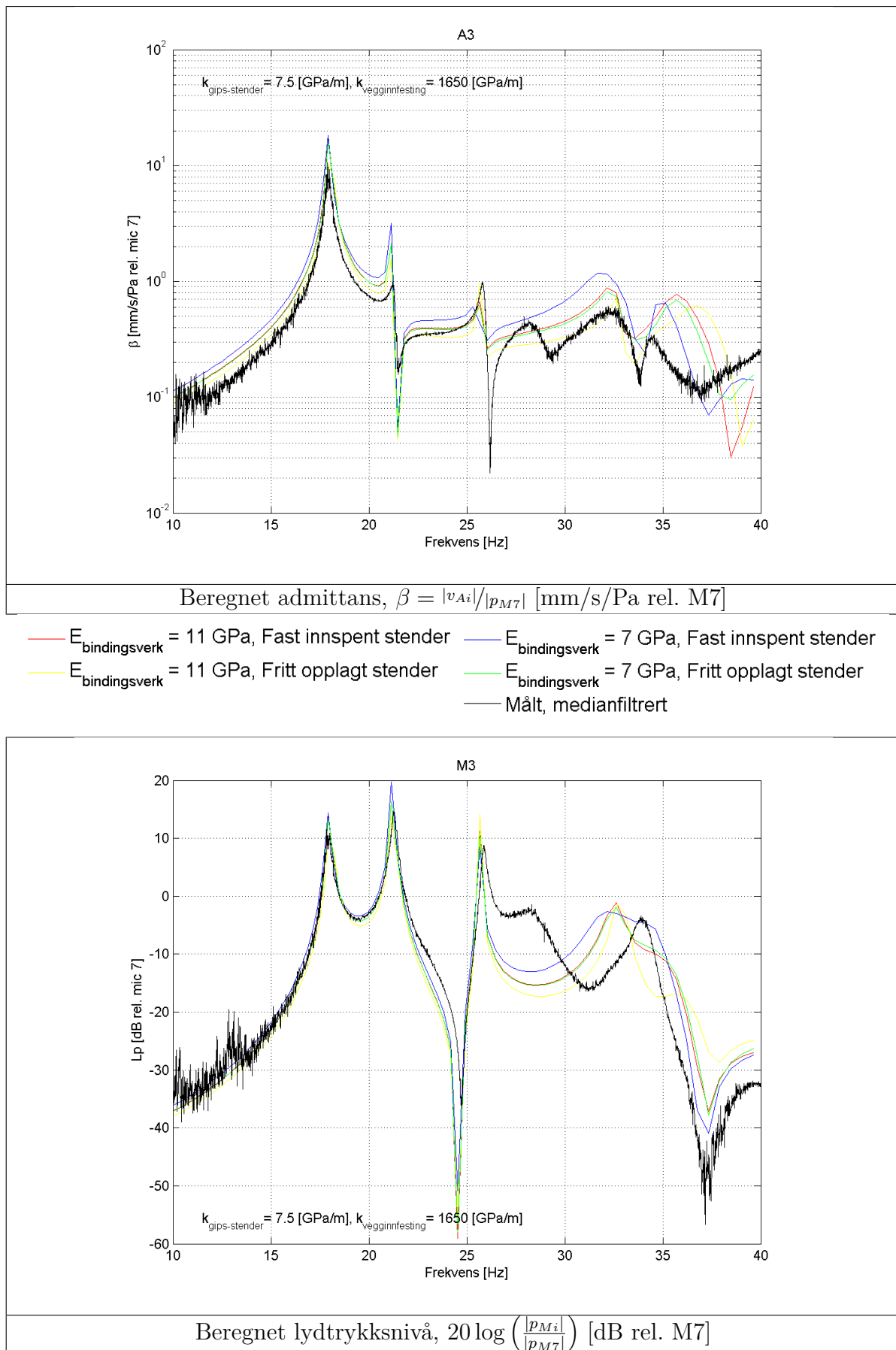
Først er stenderenes utsving kontrollert for å verifisere at modellen faktisk gir fritt opplagg. I figur 79 er beregnet utsving sammenliknet med den analytiske løsningen for en fritt opplagt bjelke. Figuren viser at det er en viss fastholding i det modellerte opplagget, men det er heller ikke et ideelt opplagg i den virkelige konstruksjonen og det modellerte opplagget anses som godt nok. Som forklart på side 59 kan konstruksjonsdelene ved opplagget bevege seg fritt, gitt at de ikke penetrerer hverandre. Det er antakelig denne forhindrede penetreringen som gir en viss fastholdingseffekt i det modellerte opplagget.



Figur 79: Kontroll av modellert fritt opplagg for stender

I figur 80 er admittans vist for de fire kombinasjonene av elastisitetsmoduler og stenderinnfesting ved A3, plassert på stender i mottakerrom. Ved begge elastisitetsmodulene viser admittansen en del forskjell for de to stenderinnfestingene. Fritt opplagg gir lavere admittans enn fast innspenning i nesten hele frekvensområdet for begge elastisitetsmodulene. Tilsvarende forskjeller er også observert ved A1 og A9, plassert ved samme høyde på en annen stender.

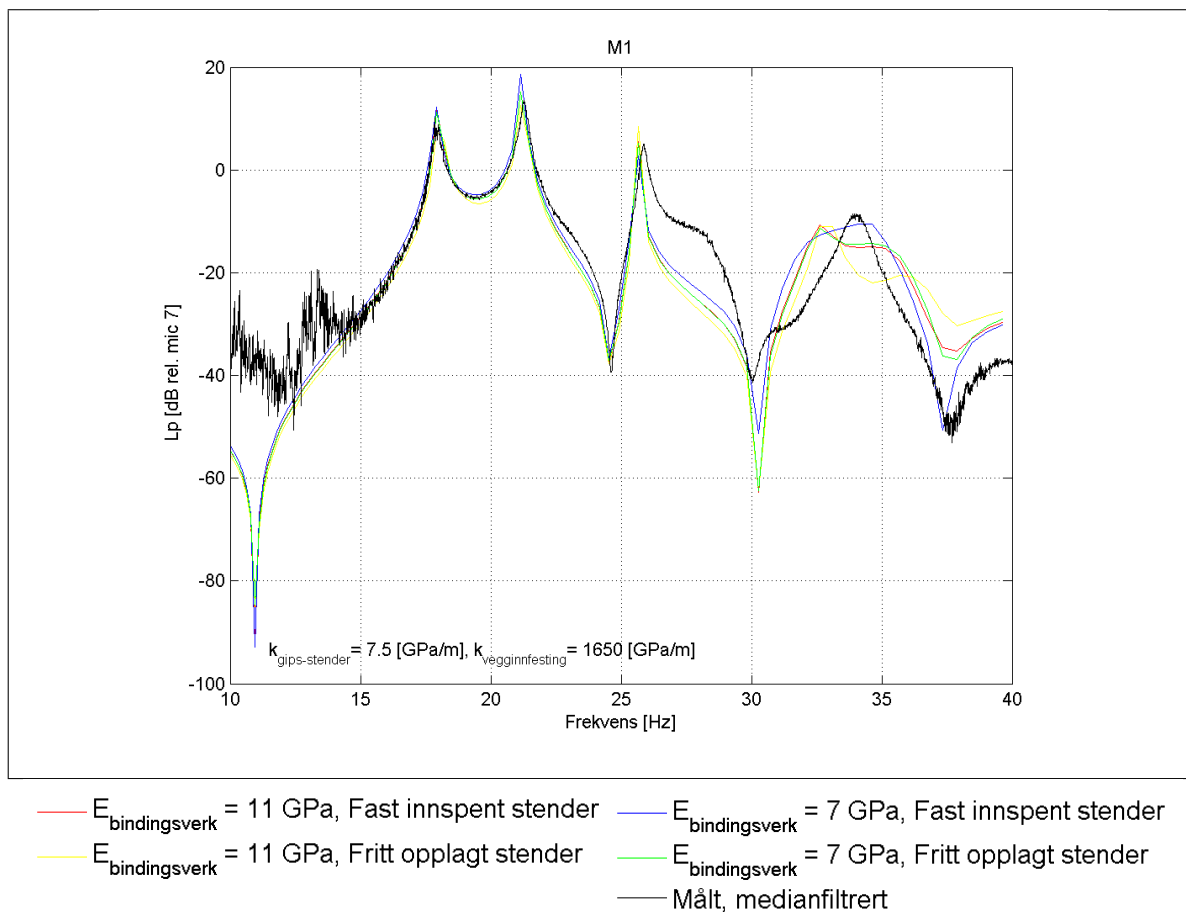
De beregnede lydtrykksnivåene i mottakerrommet viser også stor variasjon mellom de fire beregningstilfellene, vist for hjørnemikrofon M3 i figur 80. Her er forskjellene størst for frekvenser over 26 Hz. Tilsvarende som for admittansene gir fast innspenning høyere nivåer enn fritt opplagg for frekvenser opp til 34 Hz.



Figur 80: Effekt av ulike stenderinnfesting og E-modul, vegg 2 2014.

Både for lydtrykksnivå og admittans sammenfaller de to kombinasjonene $E_{bindingsverk} = 11$ GPa med fast innspenning og $E_{bindingsverk} = 7$ GPa med fritt opplegg i nesten hele det beregnede frekvensområdet. Dette er antakelig et tilfeldig sammentreff for de to kombinasjonene, der redusert elastisitetsmodul gir økt lydtrykksnivå og admittans mens fritt opplegg gir en reduksjon.

For lydtrykksnivået i kapittel 5.9 er det stort nivåavvik i frekvensene under 22 Hz ved M1. Slik er det ikke for denne vegg, vist i figur 81.



Figur 81: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], ved ulike stenderinnfesting og E-modul, vegg 2 2014.

Elastisitetsmodulen og stenderoppillet har også en viss innvirkning på lydtrykksnivået i senderrommet. Men her er forskjellene mye mindre enn for mottakerrommet, noe som også er å forvente siden lydilden er dominerer.

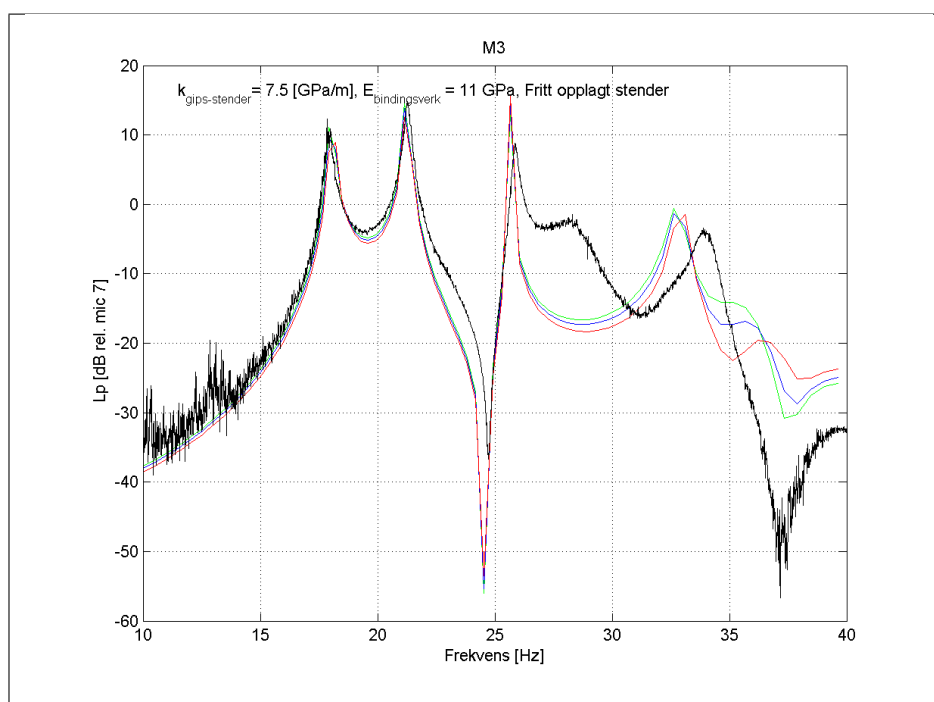
Beregningsresultatene med de fire kombinasjonene for stenderinnfesting og elastisitetsmodul gir ingen umiddelbar indikasjon på hva som passer best med målingene. Stendermålingene i kapittel 4.5 viser imidlertid at stendernes innfesting er tilnærmet fritt opplegg, og dette er derfor brukt videre.

De to elastisitetsmodulene gir kun små forskjeller og det er ikke helt godt å si hvilken som stemmer best med målingene. Basert på funnene i kapittel 4.5 ser imidlertid 7 GPa ut til å være ganske riktig, men i det følgende er det allikevel gjort noen flere beregninger med 11 GPa.

5.10.3 Vegginnfesting, 10-40 Hz

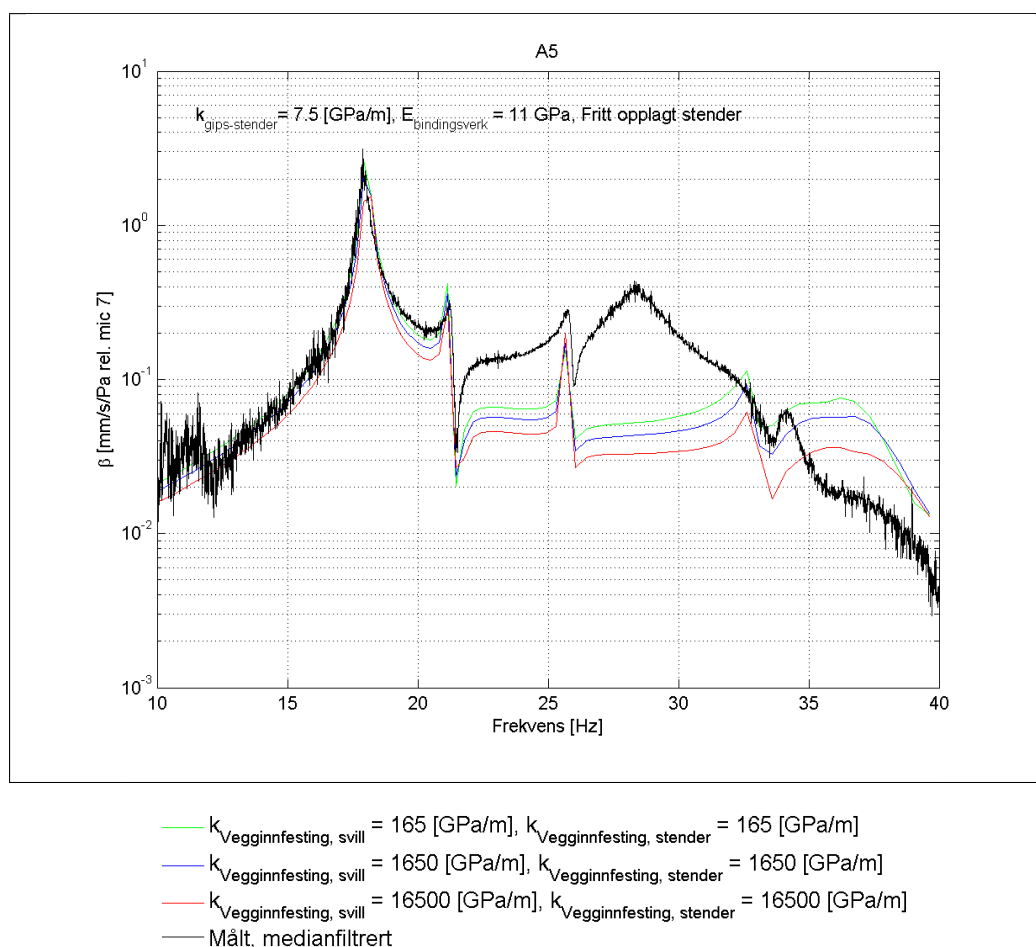
For å se hvordan vegginnfestingens stivhet påvirker frekvensresponsen er denne variert med størrelsene 165, 1650 og 16500 GPa/m. Stivheten på 1650 GPa/m er basert på beregningene for vegg 1 fra 2013 i kapittel 5.9. Vegg 2 fra 2014 er festet med flere skruer og det er derfor rimelig å anta at denne fjærstivheten burde økes.

For lydtrykksnivået gir innfestingsstivheten kun nevneverdige utslag for frekvenser over omtrent 26 Hz, vist for M3 i figur 82.



Figur 82: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], ved ulik vegginnfesting, vegg 2 2014.

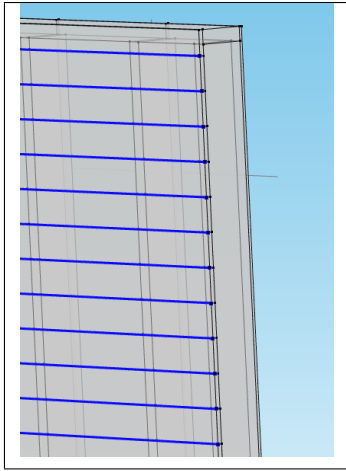
Ved å øke innfestingsstivheten reduseres admittansen, mens frekvensforløpet stort sett er uendret. Stivhetsendringen gir størst utslag ved topp- og bunnsvill, vist for A5 i figur 83. Figuren viser også at innfestingen gir utslag lenger ned i frekvens enn for lydtrykksnivåene.



Figur 83: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], ved ulik vegginnfesting, vegg 2 2014.

Det er en del avvik mellom beregnet og målt admittans, både i frekvensforløp og nivåer. Særlig for A6 og A8 er nivåavviket stort. Figur 83 viser at en endring i veggens innfestingsstivhet alene ikke er nok for å bedre samsvaret med målingene. Samme konklusjon kan også trekkes for stenderinnfesting og bindingsverkets elastisitetsmodul fra figur 80. Det er derfor rimelig å anta at andre faktorer er styrende i det aktuelle frekvensområdet.

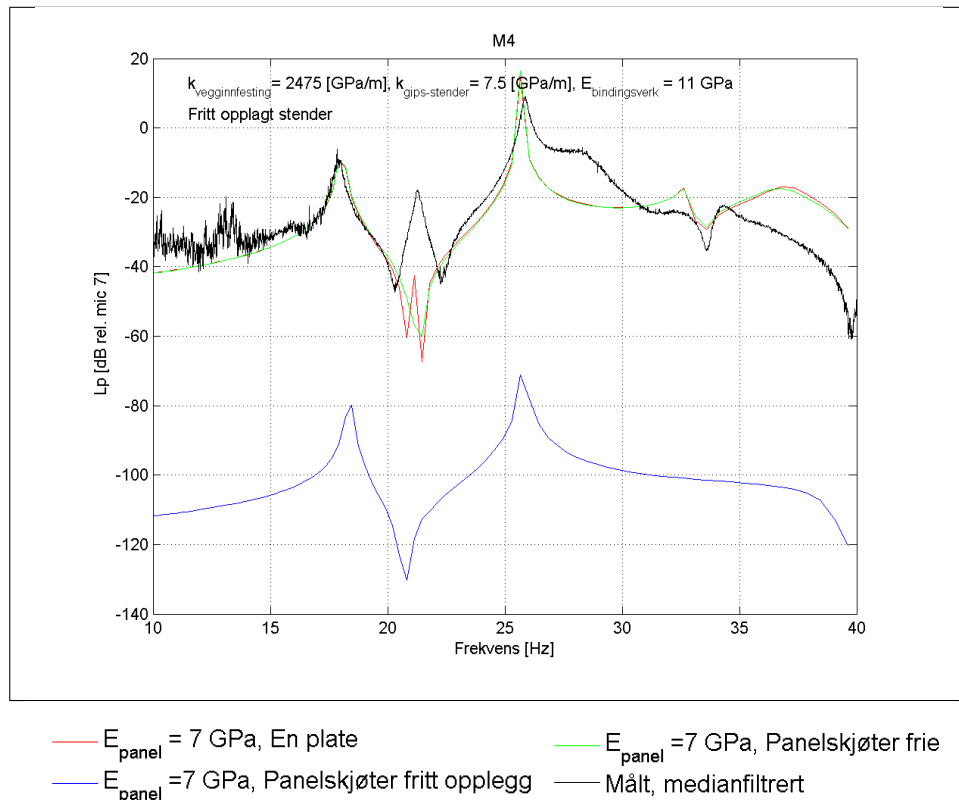
5.10.4 Panelstivhet, 10-40 Hz



Figur 84: Not og fjær modellert med fritt opplegg.

For enkelhets skyld er trepanelet på mottakersiden modellert som én plate med samme stivhet i alle retninger. I virkeligheten er nok panelkledningen stivere i panelets lengderetning på grunn av skjøtene mellom panelbordene, men det er vanskelig å anslå hvor mye stivere det er. I figur 84 er trepanelet modellert med fritt opplegg i not og fjær i et forsøk på modellere kledningen på en bedre måte. Det frie opplegget er markert med blått. Det er også gjort en beregning der skjøtene mellom panelbordene er frie, slik at de beveger seg uavhengig av hverandre.

Det frie opplegget viser seg å ikke passe særlig bra med målingene. I figur 85 er beregnet lydtrykksnivå for M4 sammenliknet for én plate, fritt opplegg og frie panelkanter i not og fjær. I tillegg til en enorm underestimering av nivået gir fritt opplegg en altfor glatt frekvensrespons. Dette er også observert for admittansen. Forskjellen mellom å tillate fri bevegelse mellom panelbordene og modellere det som én plate gir for det meste minimal forskjell i både admittans og lydtrykksnivå. Et unntak er for M4, hvor det kun er modellen med én plate som fanger opp toppen ved 22 Hz. Panelet er derfor modellert som én plate i de videre beregningene.



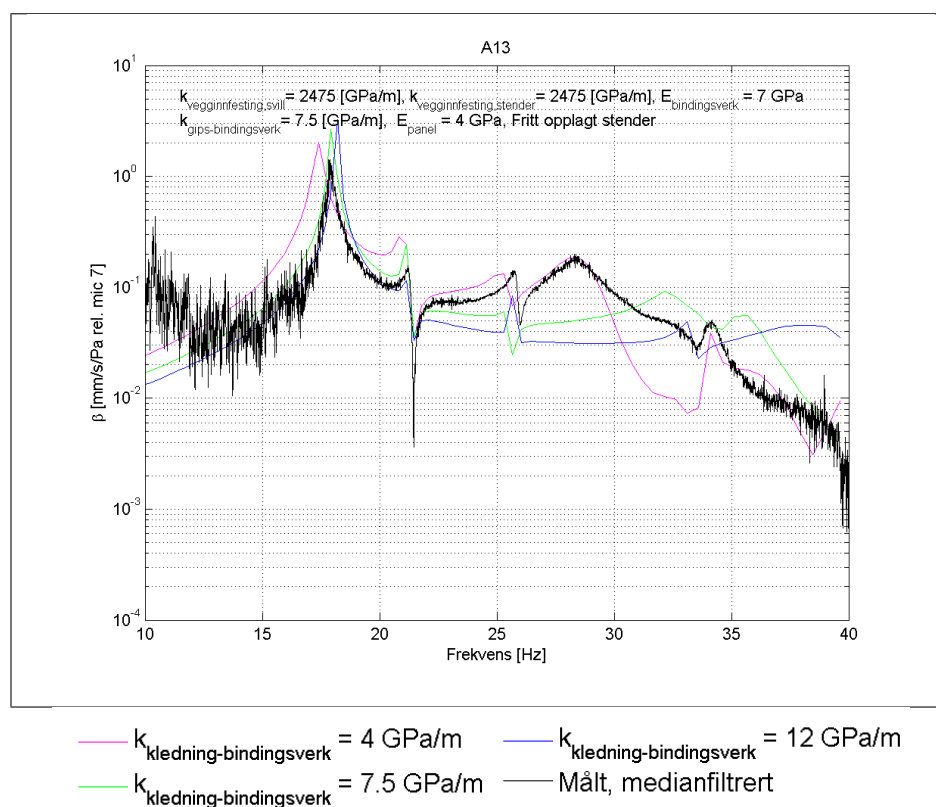
Figur 85: Forskjeller i lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M4}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], ved ulik modellering av trepanel, vegg 2 2014.

5.10.5 Fjær mellom panel og bindingsverk, 10-40 Hz

Så langt er en fjærstivhet på 7,5 GPa/m brukt mellom kledning og bindingsverk på både sender- og mottakerside. Denne stivheten er en tilpassing for vegg 1 fra 2013, hvor det er gipskledning på begge sider av vegg. Det er dermed ikke gitt at denne tilpassede fjærstivheten stemmer for vegg 2 fra 2014.

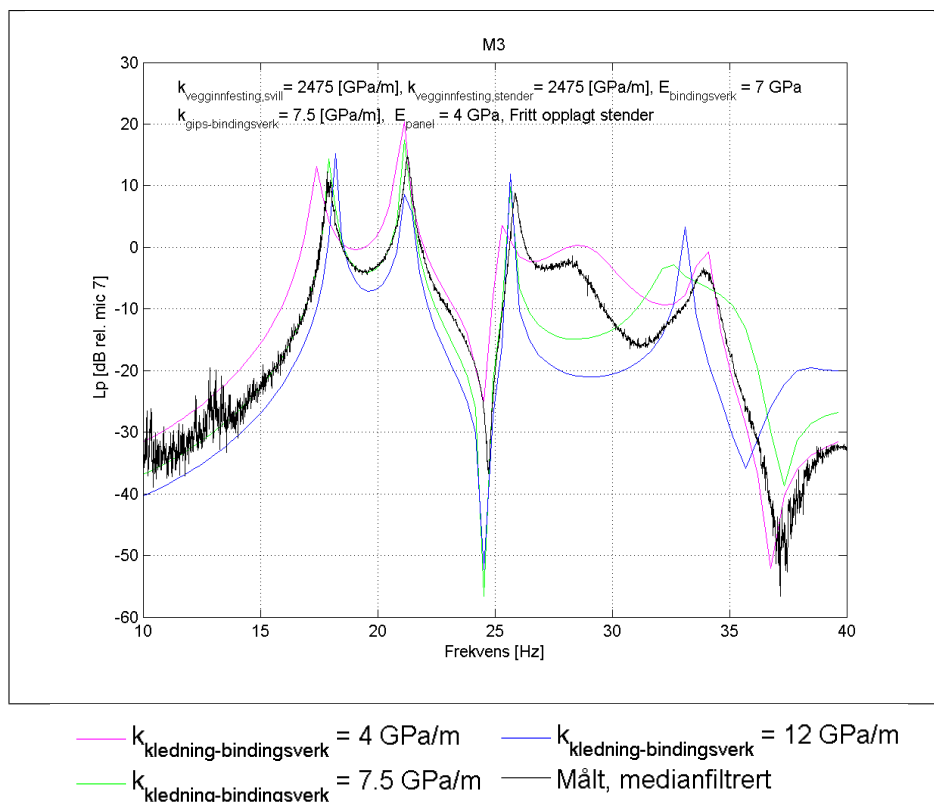
I målingene fra 2013 ble det heller ikke plassert akselerometre langs veggranden. Tilpassingene for vegg 1 fra 2013 er dermed kun gjort for admittansen i veggfeltet, og det er ikke sikkert at modellen stemmer spesielt godt overens med virkeligheten langs veggranden.

Beregninger hvor fjærstivheten er satt til 2 og 14 GPa/m for både panel og gips viser at 2 GPa/m er for mykt, mens 14 GPa/m er for stivt. En mykere fjær viser seg også å gi større variasjoner over frekvens for admittansen. I figur 86 er det derfor gjort beregninger hvor fjærstivheten er satt til 4, 7,5 og 12 GPa/m. En stivhet på rundt 4 GPa/m ser ut til å passe bedre med målingene for A13 ved toppsvill på sendersiden. Dette viser seg også for de andre akselerometrene.



Figur 86: Virkning av fjærstivhet i kledningsinnfesting, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

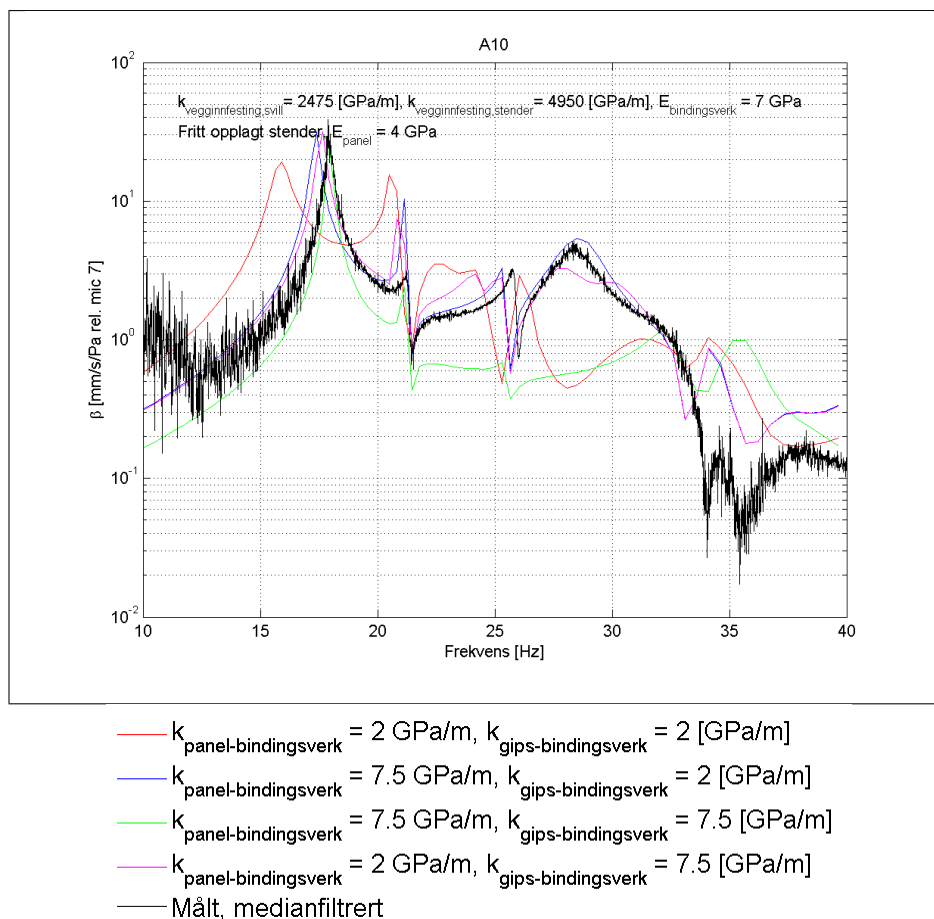
Fjærstivheten gir også stor endring i lydtrykksnivåets frekvensforløp, vist for M3 i figur 87. På samme måte som for admittansen ser en stivhet på 4 GPa/m ut til å stemme best med målingene, selv om første topp forskyves ned i frekvens.



Figur 87: Virkning av fjærstivhet i kledningsinnfesting, beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

Figur 86 og 87 viser at det er en lang vei å gå selv om overensstemmelsen er bedret mye med fjærene på 4 GPa/m. Å bruke samme fjærstivhet mellom bindingsverk og kledning på sender- og mottakersiden burde ikke være problematisk for vegg 1 fra 2013, hvor det er gipsplater på begge sider. For veggene fra 2014 kan det imidlertid være en for grov tilnærming å anta at innfestingsstivheten er lik for gipsplatene og trepanelet.

Med utgangspunkt i resultatene for vegg 1 fra 2013 er fjærstivheten mellom bindingsverk og gipsplater, $k_{\text{gips-bindingsverk}}$, satt til 7,5 GPa/m mens stivheten mellom panel og bindingsverk, $k_{\text{panel-bindingsverk}}$, er variert fra 2 til 14 GPa/m. Ingen av disse kombinasjonene passer imidlertid spesielt bra. Fjærstivhetene i panel- og gipsinnfesting er derfor variert med størrelsene 2, 4, 6, 7,5, 8 og 10 GPa/m uavhengig av hverandre slik at alle kombinasjoner av disse er beregnet. Best samsvar er for kombinasjonen $k_{\text{gips-bindingsverk}}$ lik 2 GPa/m og $k_{\text{panel-bindingsverk}}$ lik 7,5 GPa/m. Dette er vist for et utvalg av stivhetskombinasjonene for A10 i figur 88.



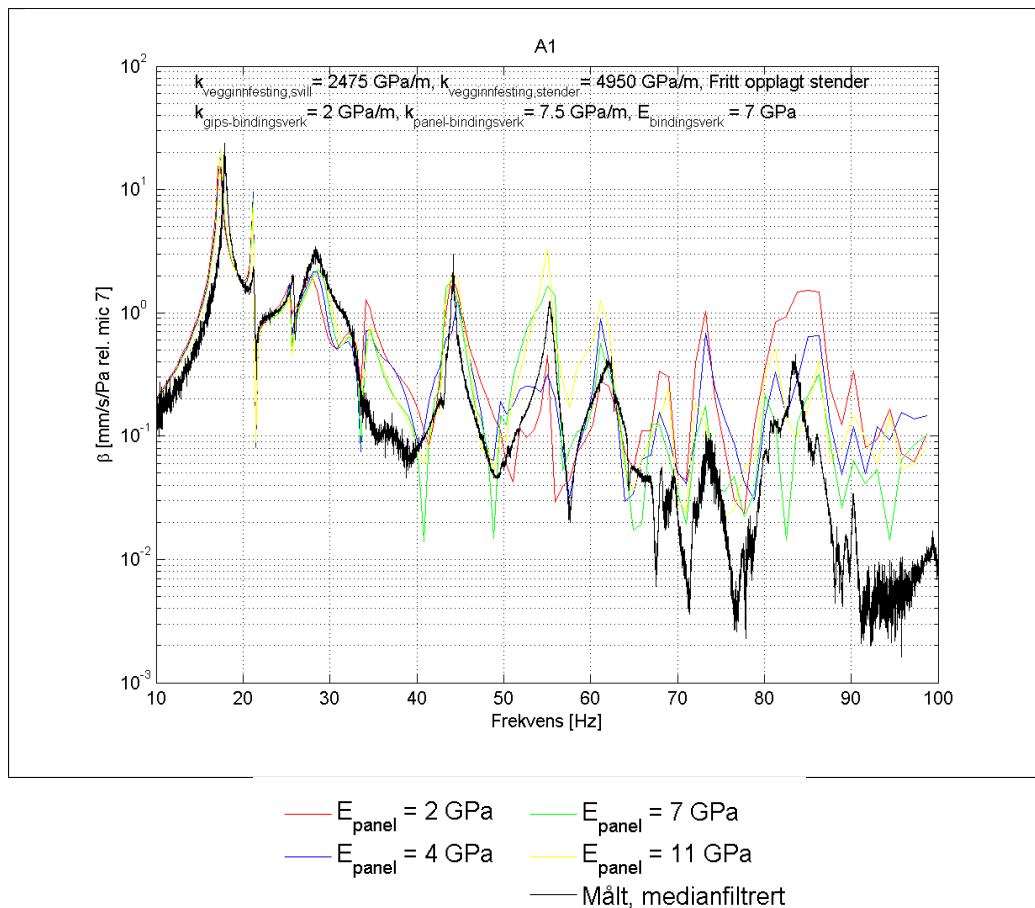
Figur 88: Virkning av fjærstivhet i gips- og panelinnfesting, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}| \text{ [mm/s/Pa rel. M7]}$, vegg 2 2014.

5.10.6 Panelstivhet, 10-100 Hz

Basert på stendermålingene i kapittel 4.5 og bindingsverkets elastisitetsmoduls minimale utslag på side 91 er denne satt til 7 GPa. Det er gjort en beregningsserie hvor panelets elastisitetsmodul er variert med verdiene 2, 4, 7 og 11 GPa.

Beregnet admittans er vist for A1 på stender i figur 89. Overordnet for A1 stemmer admittansnivåene noenlunde for alle panelstivhetene, mens frekvensforløpet avviker noe. Ved å øke stivheten får admittansen spissere topper og dykk, og ved 55 Hz-toppen gjør dette at overensstemmelsen med målingene blir bedre både i nivå og fasong. Også toppen ved 29 Hz ser ut til å treffe noe bedre for de to høyeste stivhetene. I frekvensene over 70 Hz gir disse stivhetene bedre nivåer, men de gir et rart dykk ved 84 Hz.

Frekvensforløpet ved de andre akselerometrene forbedres på tilsvarende måte i de fleste frekvensene ved å øke panelstivheten.

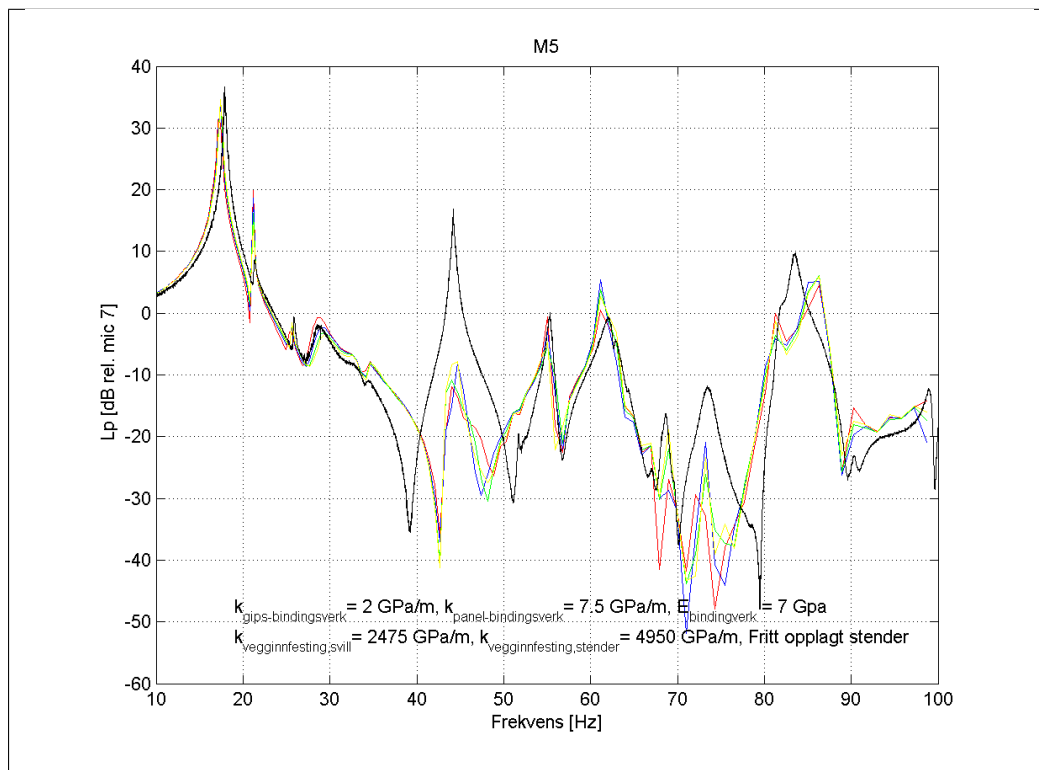
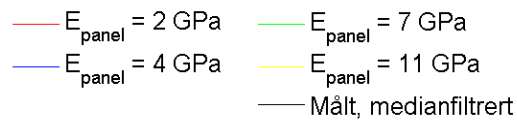
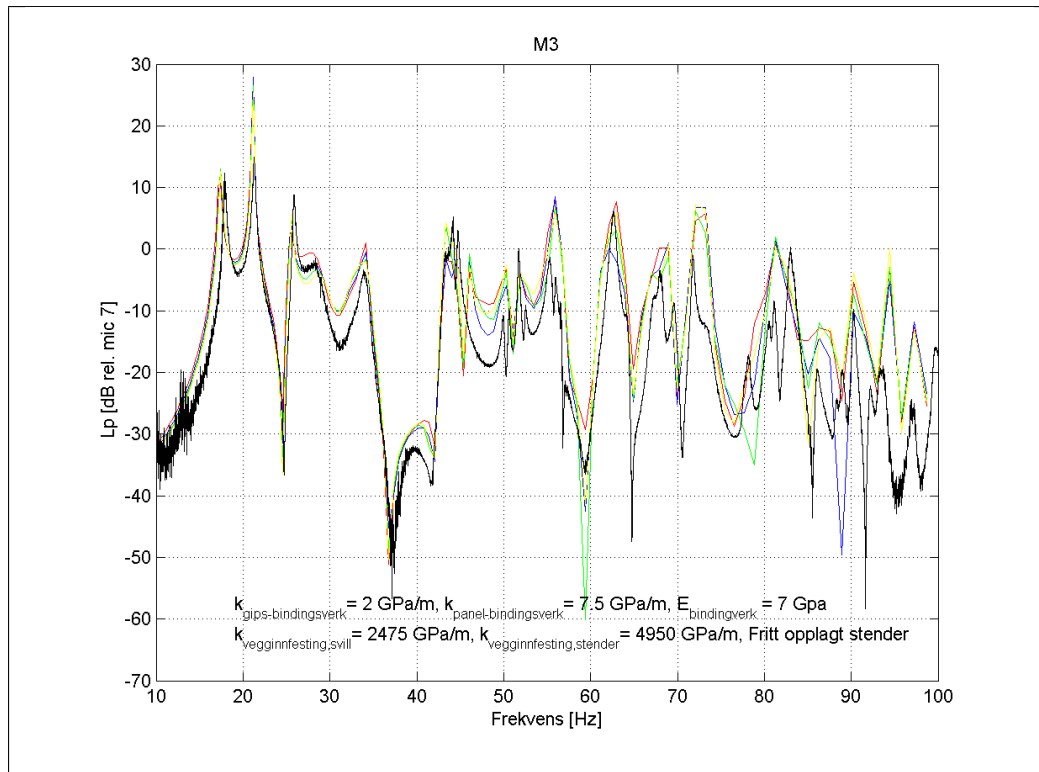


Figur 89: Virkning av trepanelets E-modul, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

I figur 90 er lydtrykksnivået vist for hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet og M5 i senderrommet. For lydtrykksnivåene ser samsvaret ut til å være noe bedre enn for admittansen.

Ved M3 gir stivheten på 7 GPa overdrevne dykk ved 60 og 79 Hz, tilsvarende som for admittansen i A1. På samme måte gir 4 GPa et rart dykk ved 89 Hz. Med en stivhet på 11 GPa blir samsvaret best for dykkene ved 60, 76 og 85 Hz, mens 4 GPa ser ut til å stemme best rundt 45-50 Hz.

En gjennomgående feil ved M5 for er at det målte dykket ved 39 Hz er forskjøvet 3 Hz opp i frekvens og at 44 Hz-toppen underestimeres med omtrent 20-25 dB. Også ved 73 Hz underestimeres toppen, men her med omtrent 10 dB. Forskjellene i forløp og nivå med ulike panelstivhetene er ikke så store ved M5, men med økt stivhet passer fasonen til 45 Hz-toppen bedre. I området 68-75 Hz gir også de to stiveste panelene bedre overensstemmelse i både nivå og forløp.



Figur 90: Virkning av trepanelets E-modul, beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M_7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

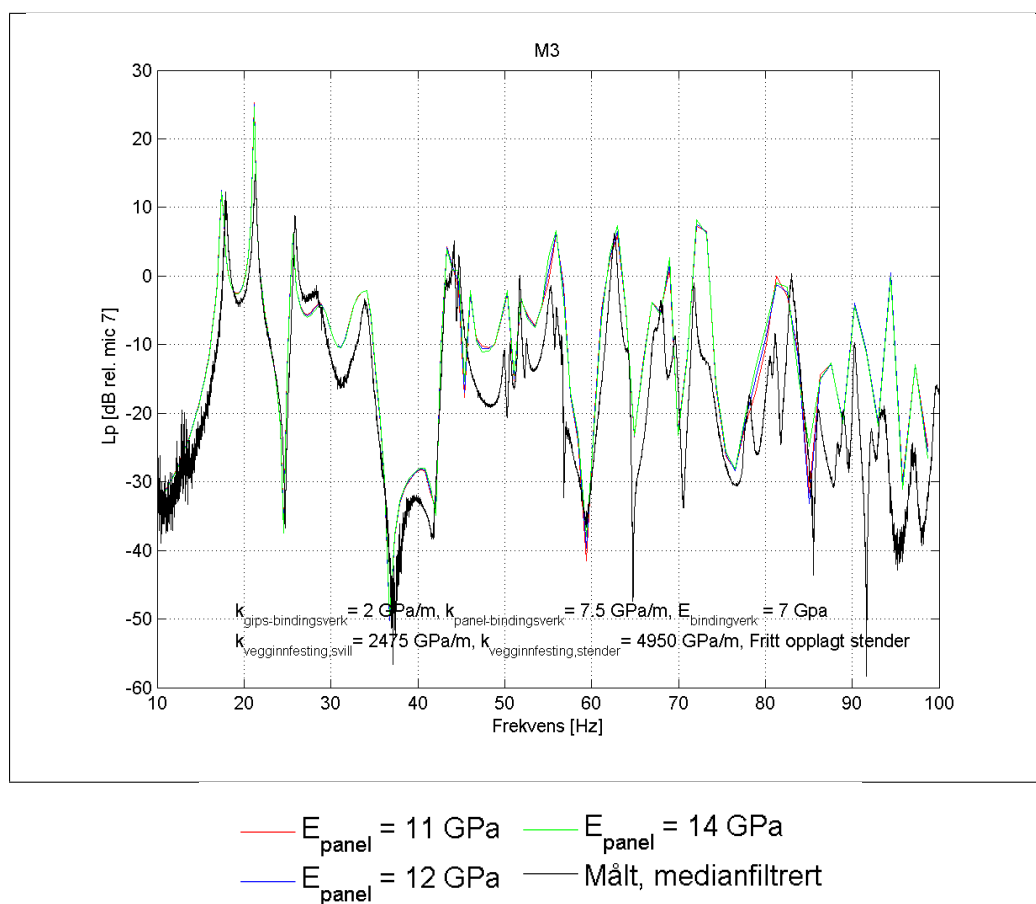
For vegg i kapittel 5.9 er det store avvik ved frekvensene under 30 Hz for M1 og i vedlegg F foreslås nærfeltseffekter som en mulig forklaring. Der anslås det også at nærfeltet er neglisjerbart i frekvensene over 30-40 Hz. Dermed er nok ikke dette avviksårsaken for M5.

De to avvikene i M5 er ved to veldig distinkte topper og manglende modekobling er nok en mer sannsynlig årsak. Toppene ved 44 og 73 Hz sammenfaller med modene f_{200} og f_{212} i mottakerrommet. Samtidig er det rart at dette avviket ikke dukker opp i kapittel 5.9 hvis det er rommoder som underrepresenteres. Avviket viser derimot også for vegg 5 fra 2014 i kapittel 5.11

For de andre mikrofonene ser også høyere panelstivhet ut til å gi best overensstemmelse.

Både for admittans og lydtrykksnivå er overensstemmelsen bedre med økt stivhet og totalt sett ser 11 GPa ut til å stemme best. I figur 91 er 11 GPa sammenliknet med 12 og 14 GPa ved M3 for å se om en ytterligere økning av panelstivheten har samme effekt.

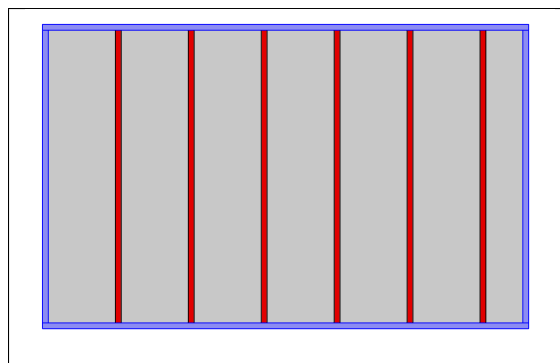
Både for admittansen og lydtrykksnivåene gir en ytterligere stivhetsøkning ingen forskjeller av interesse. Panelstivheten på 11 GPa er derfor valgt for videre beregninger.



Figur 91: Virkning av trepanelets E-modul i beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

5.10.7 Fjærer mellom panel og bindingsverk, 10-100 Hz

Et gjennomgående avvik i beregningene er admittansnivåene ved veggranden på mot-takersiden. Som vist i figur 93 er den beregnede admittansen for A8 en god del høyere enn målt, mens beregningene treffer ganske godt for A7 i frekvensene under 30-35 Hz, plassert ved bunnsvill på veggens mot-takerside. I frekvensene over dette stemmer selve forløpet for A5 og A7 rimelig bra, men nivåene er for høye. For A6 og A8 er forløpet bra men nivåene for høye i hele frekvensområdet.



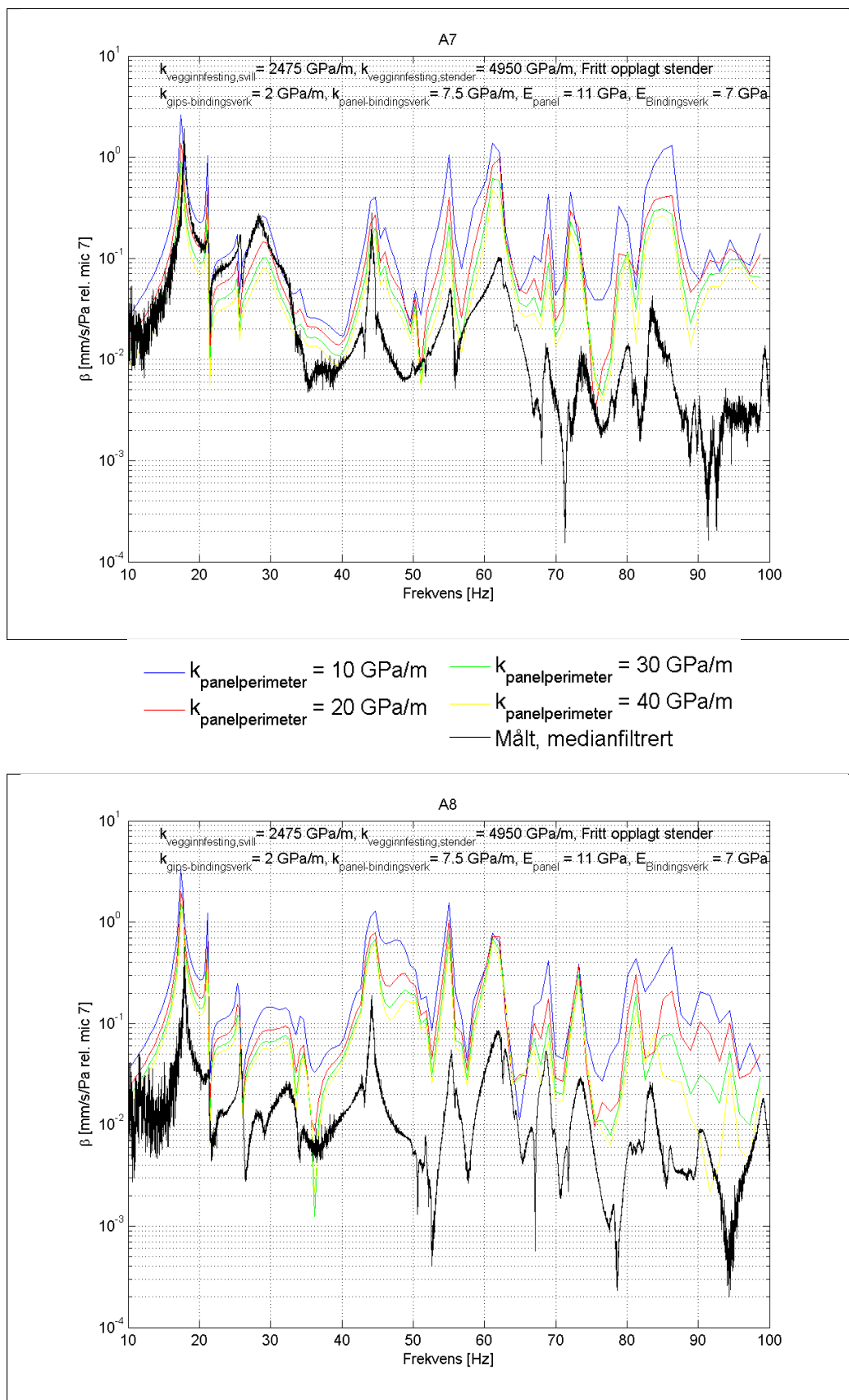
Figur 92: Fjærer langs panelperimeter, vegg 2 2014

Fjærstivheten mellom panel og bindingsverk langs veggperimeteren er derfor økt i fire omganger for å se om dette kan være årsaken til nivåavvikene ved de fire akselerometrene. Dermed er det to separate flatefjærer mellom trepanelet og bindingsverket; en mellom panel og stendere og en langs veggperimeteren, skissert med rødt og blått i figur 92.

I figur 93 er stivheten langs perimeteren satt til 10, 20, 30 og 40 GPa/m for å se hvor stor innvirkning denne fjærstivheten har. A7 er plassert ved bunnsvillen og A8 ved vertikal vegginnfesting.

Ved svillene gir økt fjærstivhet en dårligere samsvar. Å øke stivheten gir lavere admittansnivåer ved at vibrasjonsamplituden som følge av lydtrykket blir lavere. Dette skjer i hele frekvensområdet og ved 21-31 Hz blir dermed nivåene for lave. I frekvensene over dette er nivåene fortsatt for høye med økt stivhet. I tillegg blir dykket ved 75 Hz for A7 veldig overdrevet. For A8 gir alle fjærstivhetene for høy admittans. De tre høyeste stivhetene gir også et rart dykk ved 35 Hz.

Fjærstivhetsøkningene i figur 93 er forholdsvis store sammenliknet med fjærstivheten på 7,5 GPa/m som er brukt mellom panel og stender. I tillegg til at samsvaret blir dårligere med økt fjærstivhet tyder den lille endringen i admittansnivå som følge av store endringer i fjærstivhet på at det ikke er dette som er årsaken til avviket langs panelperimeteren. Denne fjæren er derfor ikke brukt videre.

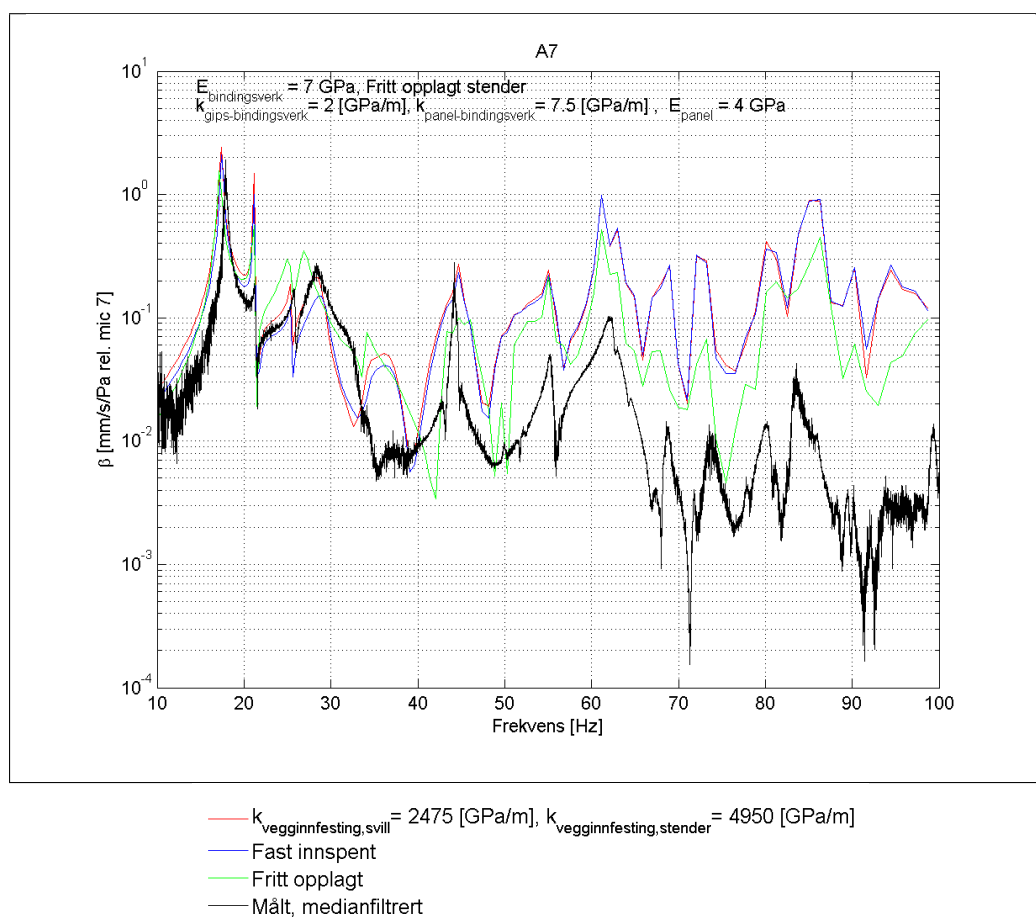


Figur 93: Virkning av fjærstivhet langs panelperimeter, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

5.10.8 Vegginnfesting, 10-100 Hz

Avviket i beregnet admittans for A6 og A8 er ikke endret i nevneverdig grad for noen av panelstivhetene eller fjærstivheter i innfestingen for hverken panel eller gips. Dermed kan det være at selve vegginnfestingen tillater for mye bevegelse, slik at admittansen langs randen blir for høy. Det er derfor gjort en sammenlikning for fast innspenning, fritt opplegg og flatefjærer i vegginnfestingen i figur 95 og 94. Her er vertikal og horisontal stivhet for flatefjærene valgt ved å sammenlikne beregningsresultatene for flere stivhetskombinasjoner, hvor horisontal og vertikal innfestingsstivhet på henholdsvis 2475 og 1650 GPa/m viser seg å stemme best.

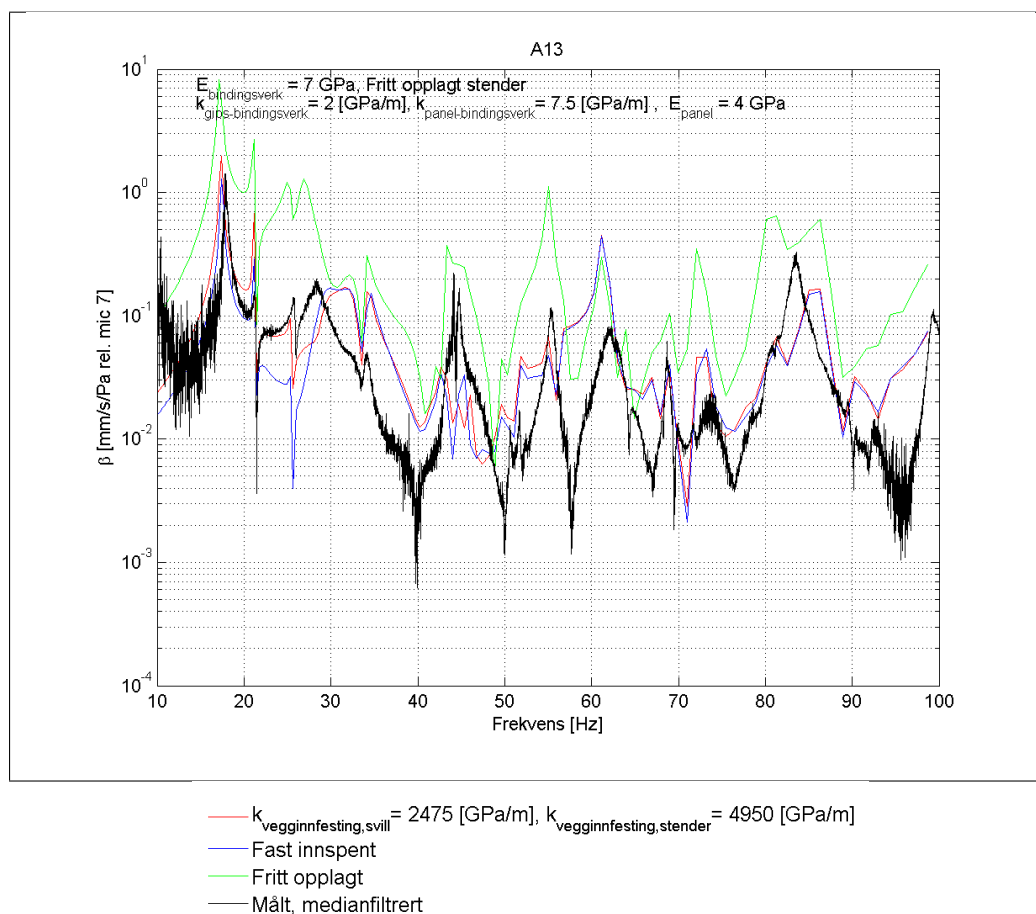
Figur 94 viser at fritt opplegg forskyver toppene under 30 Hz ned i frekvens for A7 slik at fasongen og plasseringen passer dårligere. Nivået her blir også for høyt. Med fast innspenning er forskjellene fra flatefjærer neglisjerbare i frekvensene over omtrent 40 Hz. Toppen ved 25 Hz stemmer bedre for fast innspenning, mens den ved 29 Hz er best for flatefjær. Samme tendenser viser seg også for de andre akselerometrene langs veggranden på mottakersiden.



Figur 94: Virkning av vegginnfesting, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

Forskjellene er en del større for A13, plassert ved toppsvillen på veggens senderside. Fritt opplegg gir altfor høye nivåer. I motsetning til randakselerometrene på mottakersiden gir fritt opplegg også enkelte forbedringer i forløpet ved A13. Fasongen til toppene ved 45 og

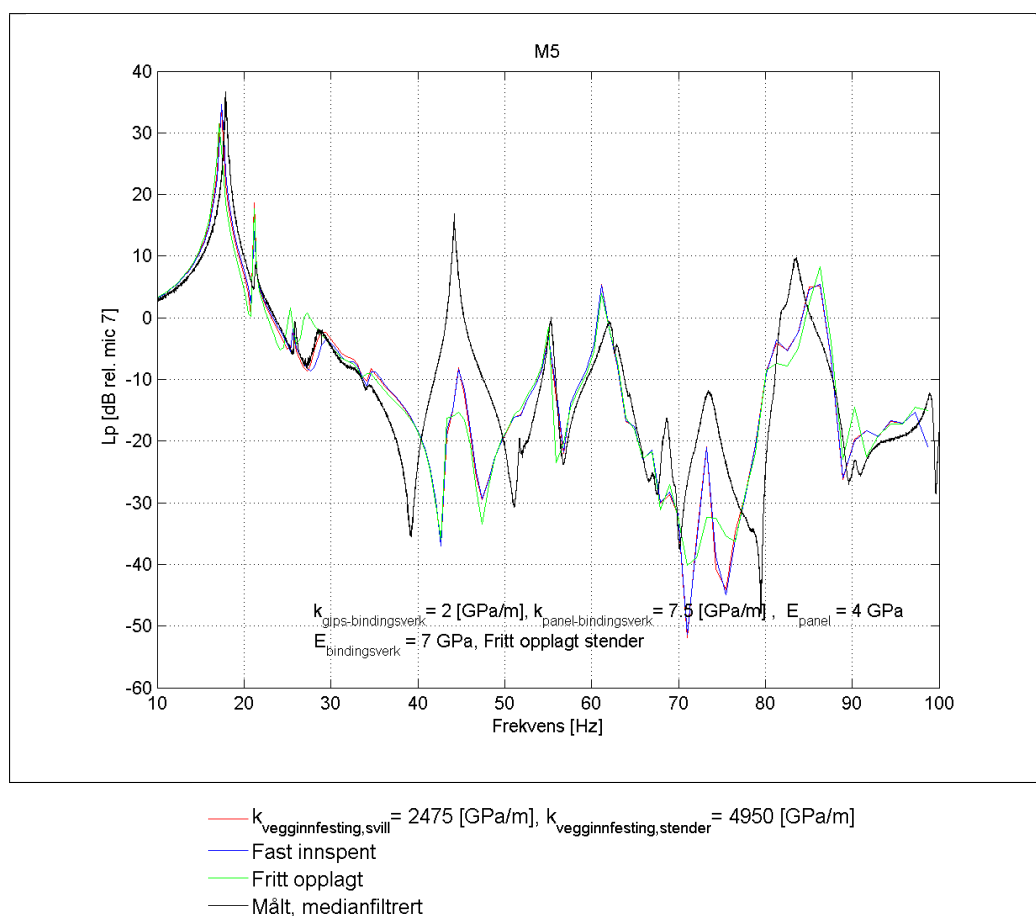
55 Hz passer en god del bedre med fritt opplegg enn flatefjær og fast innspenning, selv om nivået er altfor høyt. Dette er imidlertid den eneste forbedringen fritt opplegg gir. Med fast innspenning er det kun små forskjeller fra flatefjærer i frekvensene over 45 Hz. Området mellom 21 og 25 Hz passer imidlertid mye dårligere for fast innspenning.



Figur 95: Virkning av vegginnfesting, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

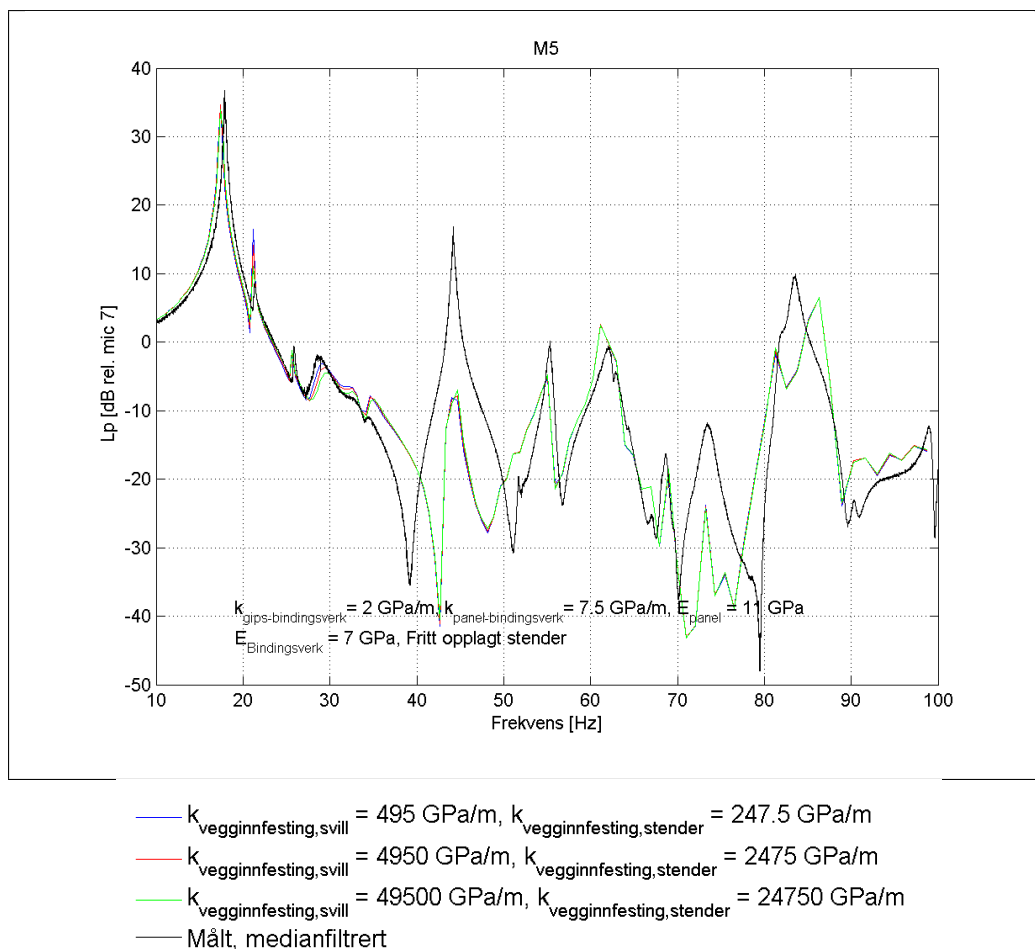
At flatefjær og fast innspenning i vegginnfestingen stort sett kun gir små forskjeller i admittans tyder på at flatefjærene er såpass stive at de effektivt sett nærmer seg fast innspenning. I tillegg til at samsvaret er bedre med flatefjær for A13 er nok dette også en bedre tilnærming enn fast innspenning rent fysisk og brukes derfor videre.

Som diskutert på side 102 er det store avvik ved 44 og 73 Hz-toppene for M5. Dette avviket blir heller ikke mindre for fritt opplagg eller fast innspenning i vegginnfestingen, vist i figur 96. Også for M5 er det tydelig at fritt opplagg ikke er en god antakelse.



Figur 96: Vegginnfestings innvirkning på beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M5}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

I figur 97 er fjærstivhetene i vegginnfestingen endret en faktor ti for å se hvordan dette virker inn på avviket ved M5. I likhet med fast innspenning gir de ulike fjærstivhetene så å si ingen forskjell i beregnet lydtrykksnivå. Samme resultat er også observert for admittansen og lydtrykksnivåene ved de andre mikrofonene. Dermed ser det ikke ut til at dette avviket vil forsvinne ved å justere de ulike veggparametrene. Utgangspunktet med 4950 GPa/m i horisontal og 2475 GPa/m i vertikal innfesting brukes derfor videre.



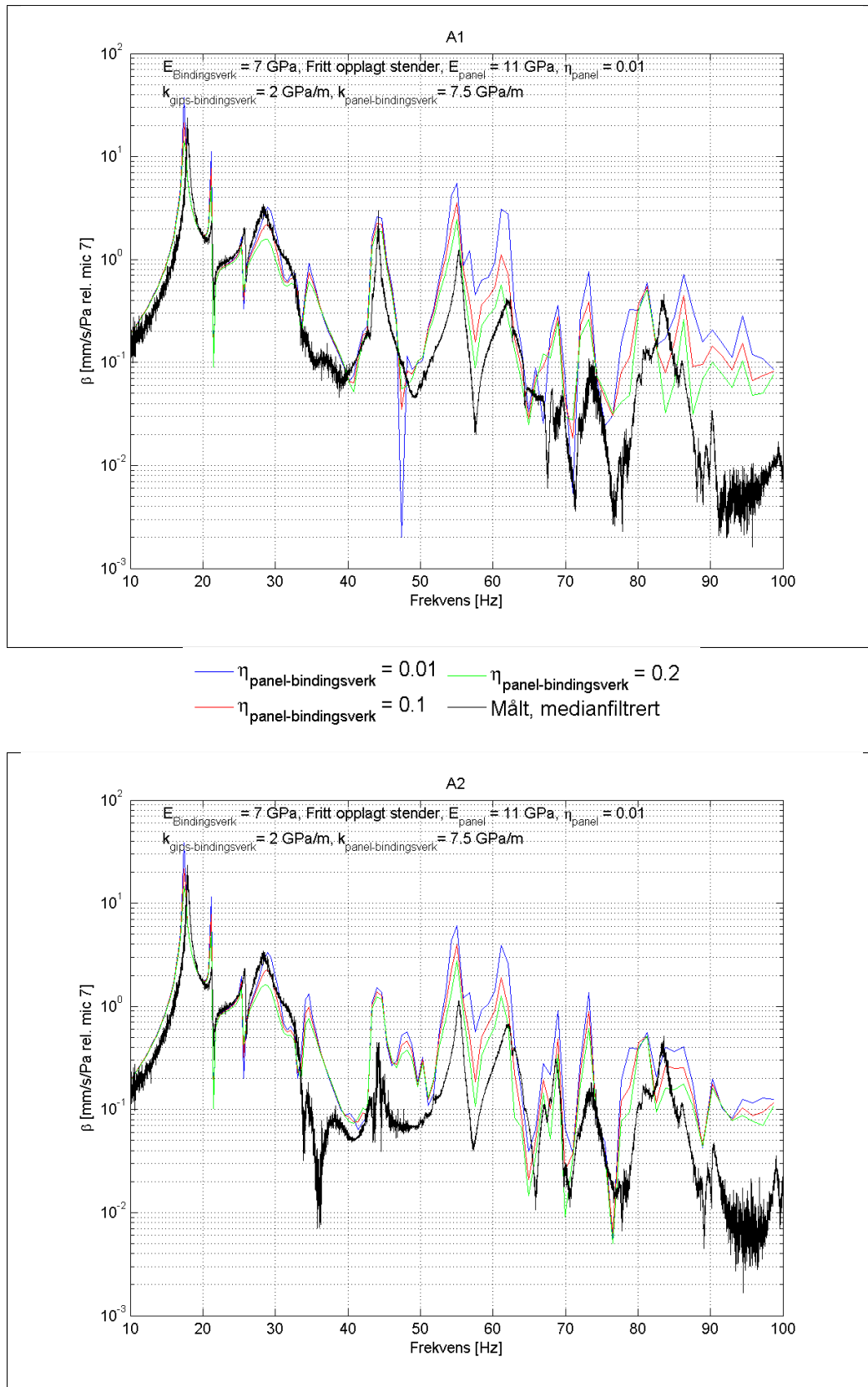
Figur 97: Vegginnfestingens innvirkning på beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M_i}|}{|p_{M_7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

5.10.9 Fjærdempning, 10-100 Hz

Den modellerte interndempningen i trepanelet er satt til 0,1 basert på tilpassingen for vegg 1 fra 2013 i kapittel 5.9. Dermed er denne verdien tilpasset gips og ikke treverk, som har lavere interndempning (Byggforsk, 1996).

Basert på en oppgitt interndempning på $80 - 100 \cdot 10^{-4}$ for tre (Byggforsk, 1996) er resultatene for materialdempninger på 0,1 og 0,01 for trepanelet sammenliknet. For disse to materialdempningene er også dempningen i panelinnfestingen variert med størrelsene 0,01, 0,1 og 0,2. Dempningsstudiet i kapittel 5.9.2 på side 65 for vegg 1 fra 2013 tar for seg dempning i gipskledningens innfesting og interndempning for gips og bindingsverk. Dette gjentas derfor ikke her.

I figur 98 er admittansen med en paneldempning på 0,01 sammenliknet for de tre innfestingsdempningene i A1 på stender og A2 over hulrom på veggens mottakerside.

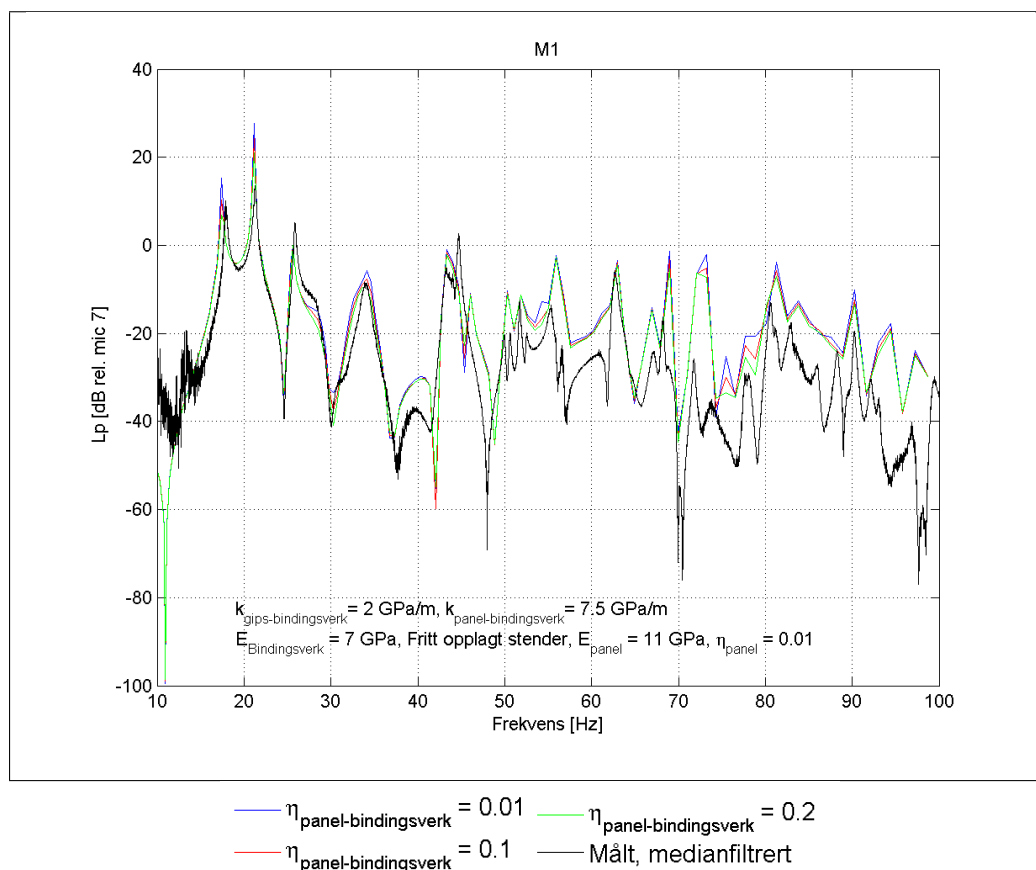


Figur 98: Virkning av panelinnfestingens demping, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

Innfestingsdempningen påvirker admittansen i hele frekvensområdet over 25 Hz for mottakersiden, med lavere nivåer når dempningen økes. Ved A1 gir en dempning på 0,01 et stort dykk ved 48 Hz som ikke er i målingene. I tråd med hva som er å forvente gir lavere dempning større topper og dykk.

Både for A1 og A2 stemmer nivåene under 30 Hz bedre for dempningen på 0,01, mens 0,2 ser ut til stemme bedre i de høyere frekvensene. For de andre akselerometrene på mottakersiden ser også 0,2 ut til å stemme best ved de høyere frekvensene, men det er ikke entydig hva som gir best samsvar ved lavere frekvenser.

Beregnet lydtrykksnivå med intern pandedmpning på 0,01 er vist for M1 i figur 99.



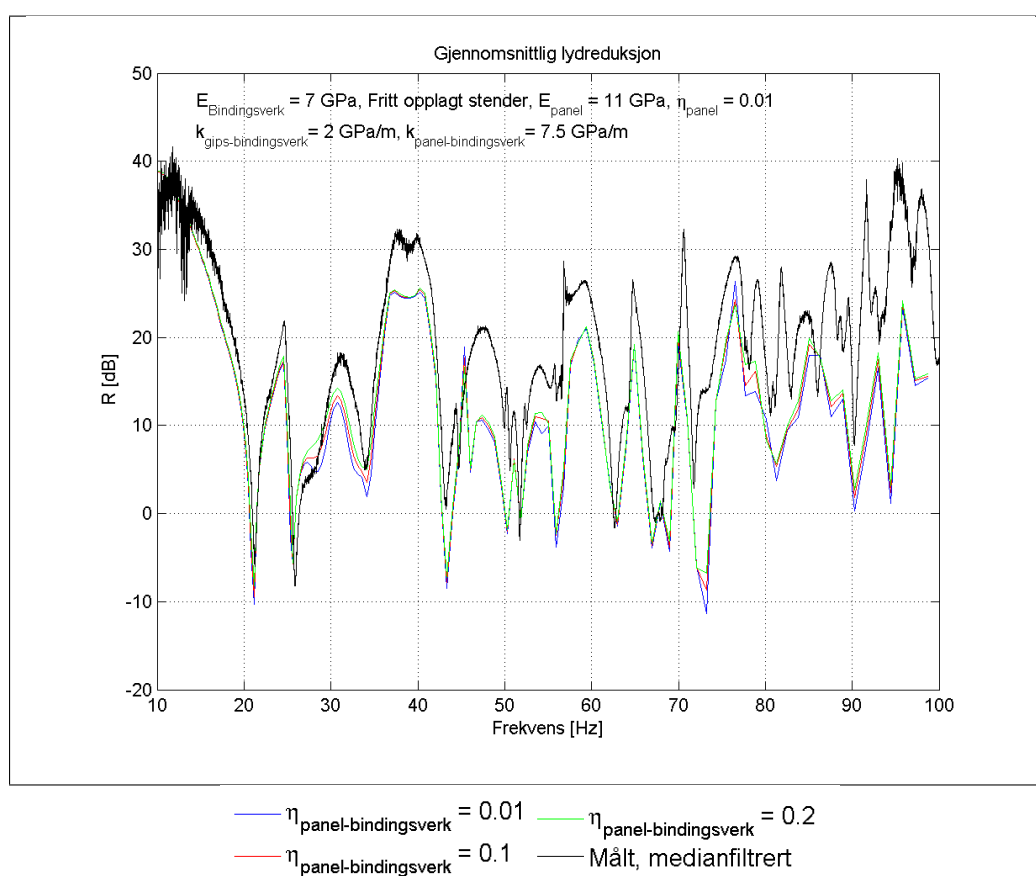
Figur 99: Virkning av panelinnfestingsens dempning, lydtrykksnivå $20 \log \left(\frac{|p_{M1}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

Å øke panelets innfestingsdempning gir kun små utslag i lydtrykksnivået, vist for M1. Overensstemmelsen er allikevel noe bedre for lydtrykksnivåene når det brukes en dempning på 0,2, selv om forskjellene er veldig små.

En følge av å øke dempningen er at topper og dykk blir mindre. Dette gjør at den høyeste dempningen gir bedre nivåer ved 18 og 21 Hz-toppene for M1. Å øke dempningen gjør også at den målte toppen ved 78 Hz blir mer utpreget i beregningene.

Tilsvarende gir økt innfestingsdempning en viss bedring også ved de andre mikrofonene. Avviket for M5 ved 39-55 Hz er så å si uendret med de tre dempningene.

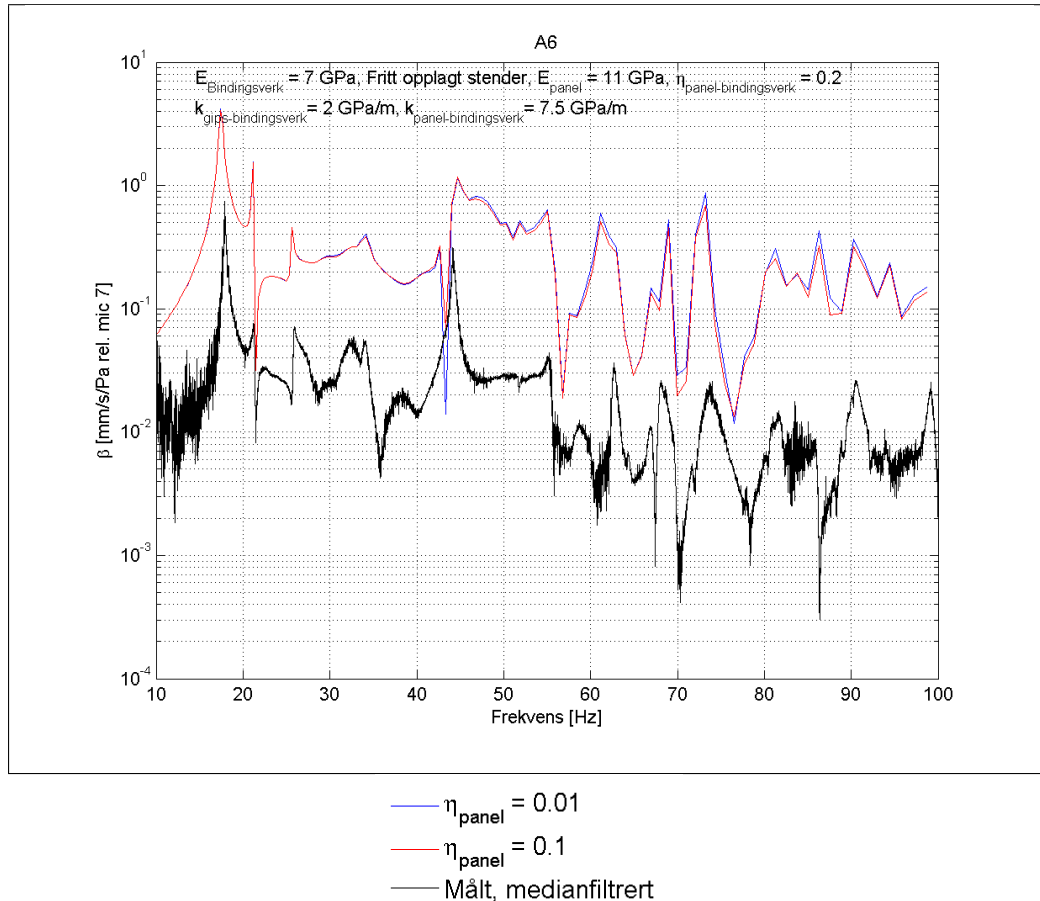
Veggens lydreduksjon, vist i figur 100, er også noe bedre med den høyeste dempningen. I frekvensene 26-34 Hz er forløpet bedre med dempningen på 0,2, men reduksjonen er noe for høy ved 27-29 Hz. Fasongen er også bedre ved 54 Hz og nivået marginalt høyere ved 25 Hz.



Figur 100: Virkning av panelinnfestingsens dempning, lydisolasjon, vegg 2 2014.

Totalt sett ser modellen ut til å passe best for en dempning på 0,2 i panelets innfesting, kanskje mest med tanke på frekvensforløpet. Ved beregningene i figur 98, 99 og 100 er panelets interndempning satt til 0,01 basert på Byggforsk (1996), mens den tidligere har vært satt til 0,1.

For beregnet lydreduksjon og lydtrykksnivåer er det umulig å se forskjellene ved de to interndempningene. Forskjellene er også temmelig små for admittansen. Dette er vist for A6 i figur 101, hvor effekten er størst. Interndempningen på 0,01 gir et større dykk ved 43 Hz og samsvaret er dermed bedre for 0,1, men dette er også den eneste nevneverdige forskjellen.



Figur 101: Virkning av panelets interndempning, admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

5.10.10 Sammenlikning av måleresultater og beste modell

Etter å ha sammenliknet flere kombinasjoner av fjærstivheter, stenderinnfestinger, elastisitetsmoduler og dempninger er best overensstemmelse med målingene funnet for parametrene i tabell 10.

Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Gipskledning mot bindingsverk	2,0	200	0,1	0,1
Trepanel mot bindingsverk	7,5	750	0,2	0,2
Vegginnfesting, vertikal	16,5	1650	0,1	0,1
Vegginnfesting, horisontal	24,75	2475	0,1	0,1
Stenderinnfesting	Fritt opplegg	Fritt opplegg	-	-

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Stender	7	0,05	500	0,1
Gipsplate	4	0,33	800	0,1
Trepanel	11	0,05	500	0,1

Tabell 10: Valgte materialdata og fjærstivheter, vegg 2 2014.

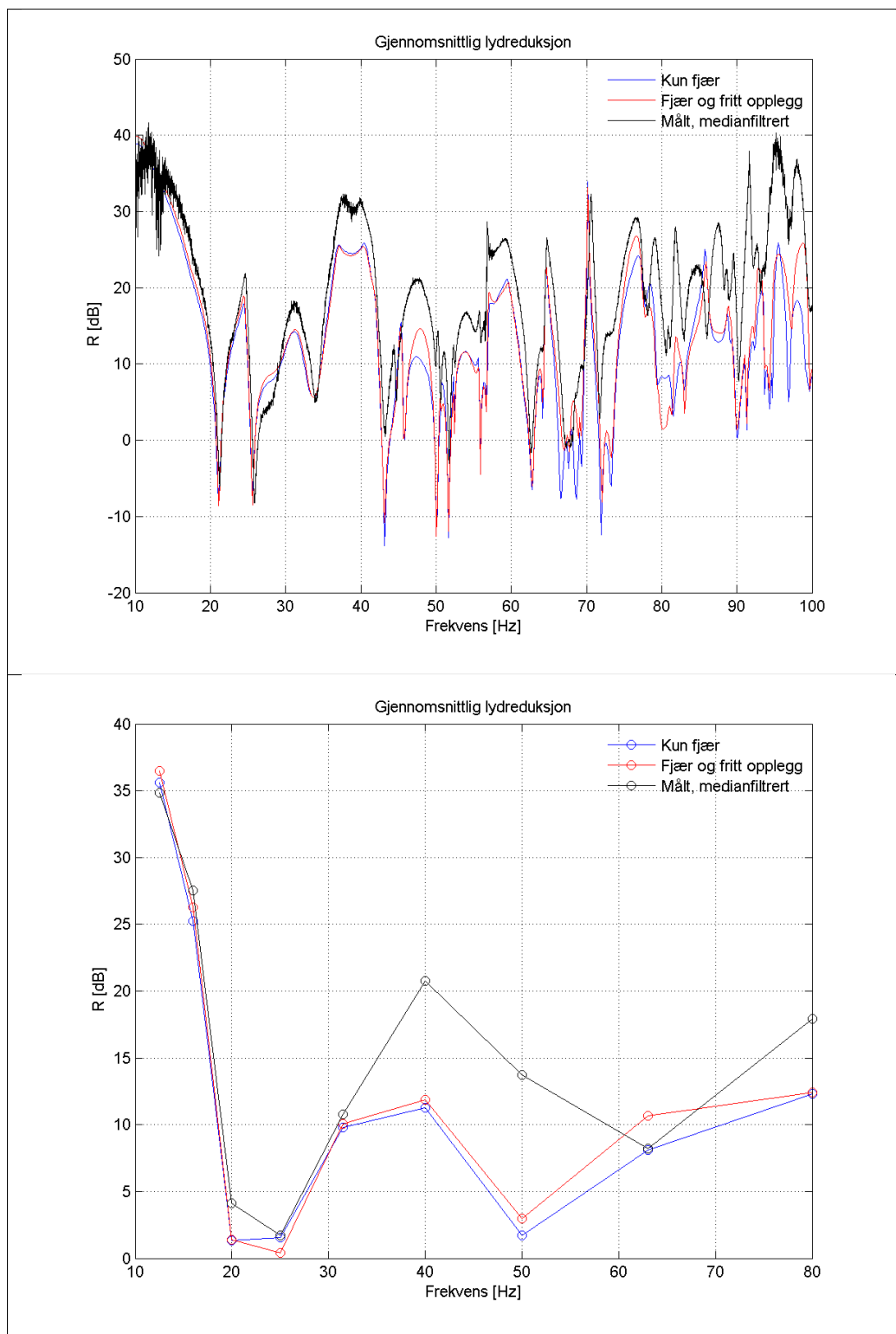
Ved modelleringen av vegg 5 i kapittel 5.11 viser det seg at modellen stemmer bedre dersom det legges inn et fritt opplegg langs panelranden i tillegg til kledningens flatefjærer. Dette er skissert i figur 113 på side 123.

I det følgende er resultater med og uten dette frie opplegg vist. Beregningene er gjort med en største elementstørrelse på $\lambda/9$ hvor λ er bølgelengden i luft ved 160 Hz og en lineær frekvensakse med oppløsning på 0,15 Hz. Resultatet for alle mikrofonene og akselerometrene er gitt digitalt i vedlegg I.

Figur 102 viser lydisolasjonen i smalband og 1/3-oktaver. Samsvaret mellom modell og måling er ganske bra. Frekvensforløpet er temmelig likt, med passende plassering av topper. Ved en del av toppene er det nivåavvik på 2-8 dB og modellen underestimerer reduksjonen. Med det frie opplegget langs panelranden forbedres dette nivåavviket og modellen treffer bedre ved 47, 77 og 98 Hz-toppene. Nivået stemmer også bedre ved 65-70 Hz. I frekvensene under 70 Hz gir dette avvik som hovedsakelig er innenfor 5 dB, mens det er større ved noen frekvenser over 70 Hz.

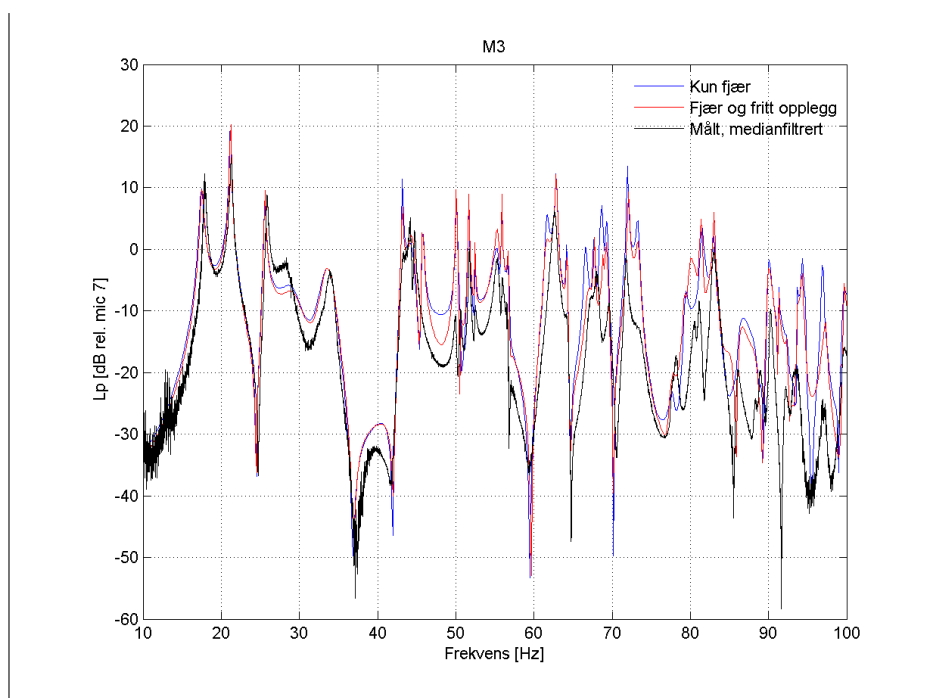
Avviket ved 43 Hz forbedres ikke med det frie opplegget. Det overdrevne bunnpunktet her skyldes den store underestimeringen av lydtrykket ved M5, vist og diskutert for figur 90 på side 101. Dette gjør at beregnet lydtrykksnivå er lavere enn målt i sender- men ikke i mottakerrommet.

Forskjellene med og uten fritt opplegg er også synlige i 1/3-oktaver, men her gir det ikke seg selv at fritt opplegg stemmer bedre, slik det gjør i smalband.



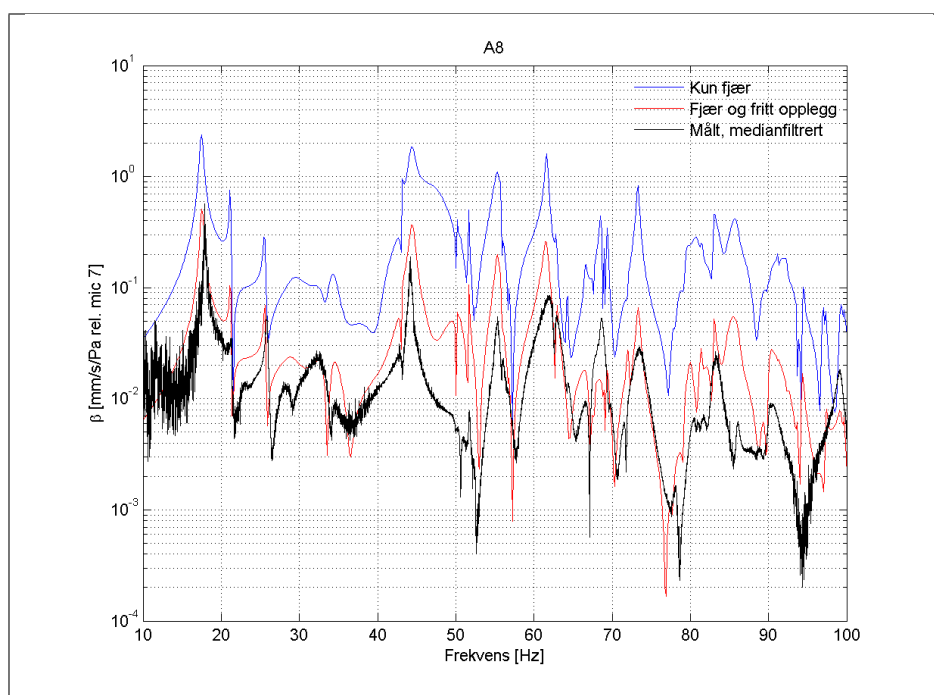
Figur 102: Beregnet lydisolasjon [dB], vegg 2 2014.

Det frie opplegget gir små forskjeller i lydtrykksnivåene, men de er ikke like tydelige som for lydreduksjonen hvor alle de mindre forskjellene for hver mikrofon gir bidrag. Ved M3, vist i figur 103, er både frekvensforløp og nivå veldig bra både med og uten fritt opplegg. Det frie opplegget gir imidlertid en avviksreduksjon på rundt 5 dB ved 48 Hz i tillegg til flere mindre forbedringer. Tilsvarende resultater viser seg også for de andre mikrofonene.



Figur 103: Beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 2 2014.

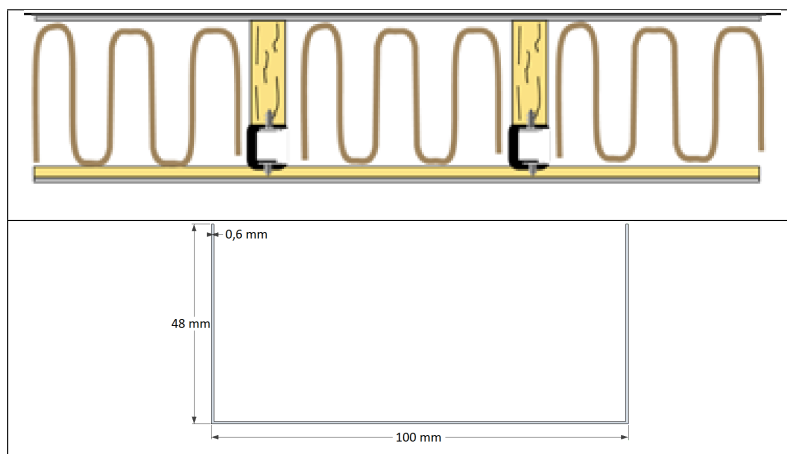
Virkingen av det frie opplegget er størst for admittansen ved panelranden, som vist for A8 i figur 104. Her forbedres nivåavviket betraktelig og med fritt opplegg er overensstemmelsen for både frekvensforløp og nivå bra. Samsvaret er også bra ved de andre akselerometrene, gitt i vedlegg I. Det frie opplegget gir større nivåavvik ved frekvensene under 40 Hz for A5 og A7, men med forbedringen ved lydisolasjon, lydtrykksnivå og admittans ved A6 og A8 tatt i betraktning gir fritt opplegg en bedre modell.



Figur 104: Beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 2 2014.

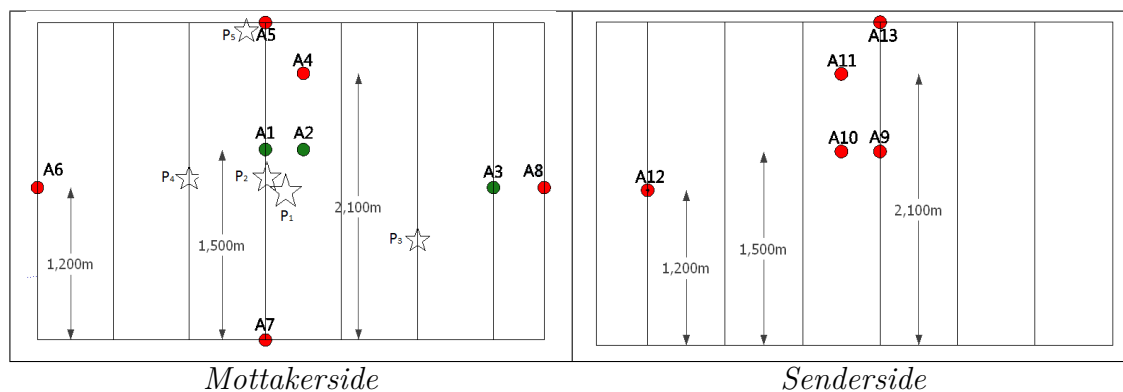
5.11 Vegg 5 2014

Vegg 5 fra 2014 består av et 48x148 mm isolert bindingsverk med 15 mm liggende trepanel med not og fjær på mottakersiden og 9 mm gips og 22 mm kryssfinér foret ut med 100x48 mm stående tynnplateprofiler på sendersiden. Tynnplateprofilens tverrsnitt og et horisontalsnitt av veggen er vist i figur 105. Tynnplateprofilene skal øke veggstivheten, mens kryssfinérplaten gir både økt stivhet og flatemasse.



Figur 105: Veggkonstruksjonens horisontalsnitt og tynnplateprofilens tverrsnitt, vegg 5 2014.

Mikrofonplasseringene er vist i figur 7 på side 15 og akselerometerplasseringene er vist i figur 106.



Figur 106: Akselerometerplassering, vegg 5 2014.

Slik som for veggene i kapittel 5.9 og 5.10 er normal og tangentiell stivhet i fjærene definert som henholdsvis $1/1000$ og $1/10$ av en overordnet stivhetsparameter. Det er denne overordnede verdien som er gitt i presentasjonen av beregningsresultatene. Beregningene er gjort med en logaritmisk frekvensakse.

5.11.1 Materialdata og fjærer

For å unngå problemer med regnetid og gitteroppløsning er tynnplateprofilene modellert som massive tverrsnitt med en ekvivalent densitet og stivhet. Materialdata med utgangspunkt i Byggforsk (1996) og funnene for vegg 1 fra 2013 og vegg 2 fra 2014 (kapittel 5.9 og 5.10) er gitt i tabell 11.

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Trepanel	11	0,05	500	0,1
Bindingsverk	7	0,05	500	0,1
Tynnplateprofil, stål (ekvivalent)	4,4 ¹⁾	0,33	200 ²⁾	0,1
Kryssfinér	10	0,05	550	0,1
Gipsplate	4	0,33	800	0,1

Tabell 11: Materialdata, vegg 5 2014.

¹⁾ Profilets ekvivalente elastisitetsmodul er funnet fra en bjelkes nedbøyning δ som følge av en punktlast F midt på bjelkespennet L (Irgens, 2008):

$$\delta = \frac{FL^3}{48EI} \quad (61)$$

hvor I er annet arealmoment. Her er $I = 8,34 \cdot 10^4 \text{ mm}^4$ for tynnplateprofilet, skissert i figur 105, og $I_{ekv} = 4 \cdot 10^6 \text{ mm}^4$ for det massive tverrsnittet. Ved å sette nedbøyningen for de to tverrsnittene lik hverandre og løse likning 61 med hensyn på E blir ekvivalent elastisitetsmodul, E_{ekv} :

$$E_{ekv} = \frac{I}{I_{ekv}} E = \frac{8,34 \cdot 10^4 \text{ mm}^4}{4 \cdot 10^6 \text{ mm}^4} \cdot 210 \text{ GPa} = 4,4 \text{ GPa}$$

Her er stålets elastisitetsmodul på 210 GPa funnet i Byggforsk (1996).

²⁾ Med en godstykkelse på 0,6 mm og ståldensitet på 7900 kg/m³ finnes ekvivalent densitet for profilet ved å sette tverrsnittsmassene lik hverandre:

$$A = 0,6 \text{ mm} \cdot (100 \text{ mm} + 2 \cdot 48 \text{ mm}) = 118 \text{ mm}^2$$

$$A_{ekv} = 100 \text{ mm} \cdot 48 \text{ mm} = 4800 \text{ mm}^2$$

Massen for de to tverrsnittene er lik $A \cdot \rho = A_{ekv} \cdot \rho_{ekv}$:

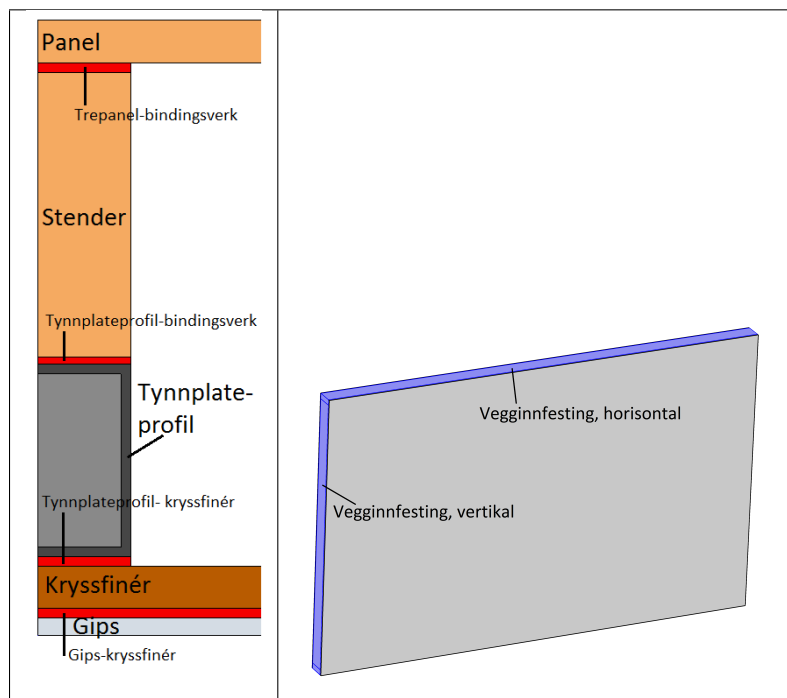
$$\rho_{ekv} = \frac{A}{A_{ekv}} \rho = \frac{118 \text{ mm}^2}{4800 \text{ mm}^2} 7900 \text{ kg/m}^3 \simeq 200 \text{ kg/m}^3$$

I tabell 12 er fjærstivhetene gitt. Disse er basert på tilpassingene for vegg 2 i kapittel 5.10 og parametre brukt av NGI (2013b, Tabell 2).

Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Trepanel mot bindingsverk	7,5	750	0,2	0,2
Tynnplateprofil mot bindingsverk	7,5	750	0,1	0,1
Tynnplateprofil mot kryssfinér	3,75	375	0,1	0,1
Gips mot kryssfinér	7,5	750	0,1	0,1
Vegginnfesting, horisontalt	2475	24750	0,1	0,1
Vegginnfesting, vertikalt	4950	49500	0,1	0,1

Tabell 12: Fjærstivheter, vegg 5 2014.

De ulike fjærene er skissert i figur 107.

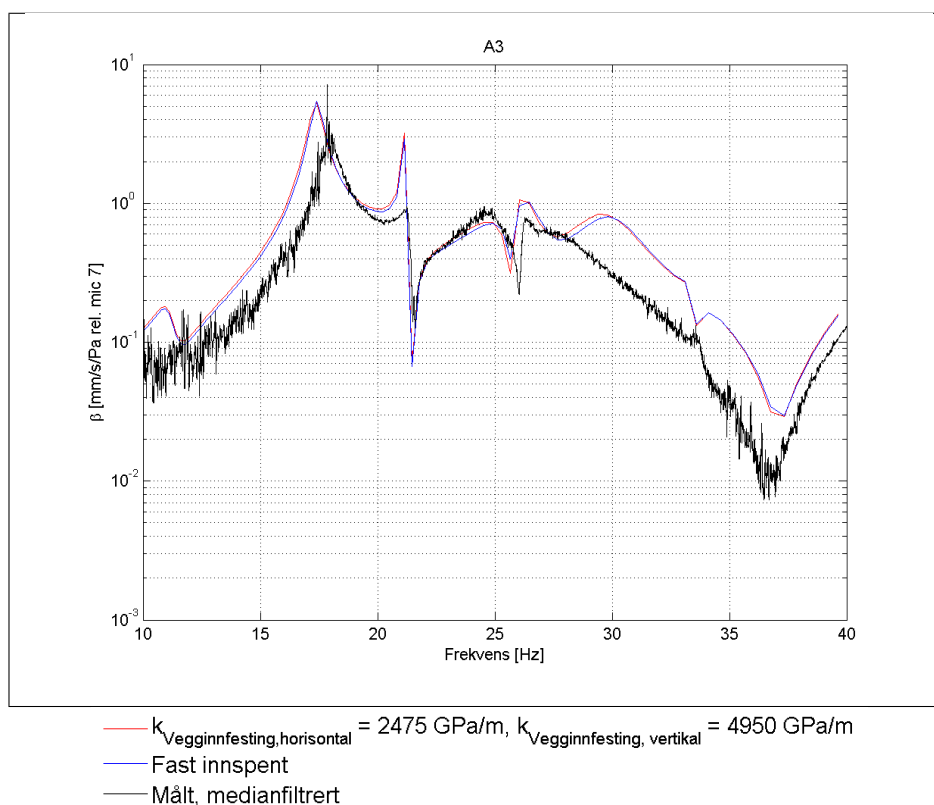


Figur 107: Modellerte fjærer, vegg 5 2014.

5.11.2 Vegginnfesting, 10-40 Hz

Med materialparametrene i tabell 11 og fjærene i tabell 12 er første beregnede topp for lydtrykksnivå og admittans omtrent 1 Hz for langt ned i frekvens for alle mikrofoner og akselerometre. Resultatene er sammenliknet med fast innspenning for å se om dette kan endre plasseringen av toppen.

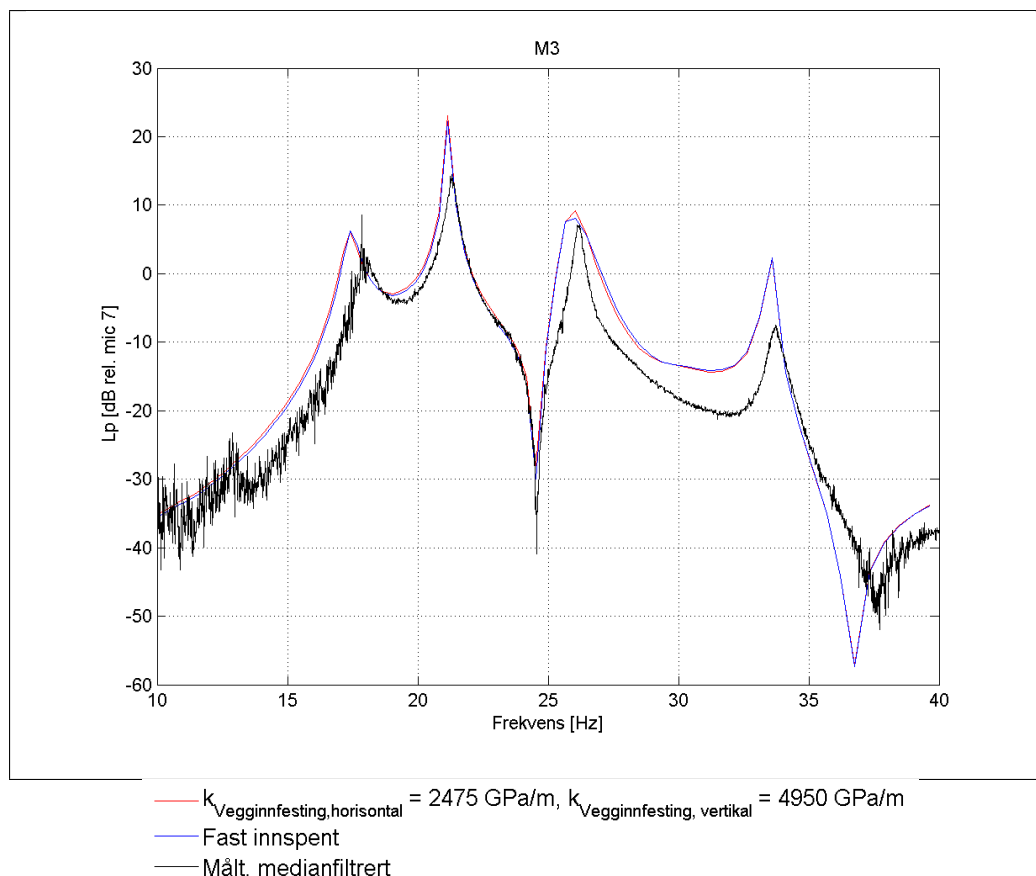
Tilsvarende som for vegg 2 er det så å si ingen forskjell mellom de to vegginnfestingene, hverken i lydtrykksnivå eller admittans. Dette vist for A3 i figur 108 og M3 i figur 109.



Figur 108: Fjærinnfesting og fast innspenning av vegg, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 5 2014.

Den beregnede admittansen stemmer forholdsvis bra med målingene i alle akselerometre. Den overestimeres imidlertid en god del for akselerometre A6 og A8 ved den vertikale veggranden på mottakersiden, slik som for vegg 2.

Lydtrykksnivåene passer også rimelig bra med målingene, som vist for M3 i figur 109. Men, slik som for vegg 2 bommer modellen for vegg 5 i frekvensene mellom 21 og 26 Hz for M2



Figur 109: Fjærinnfesting og fast innspenning av vegg, beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{M3}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 5 2014.

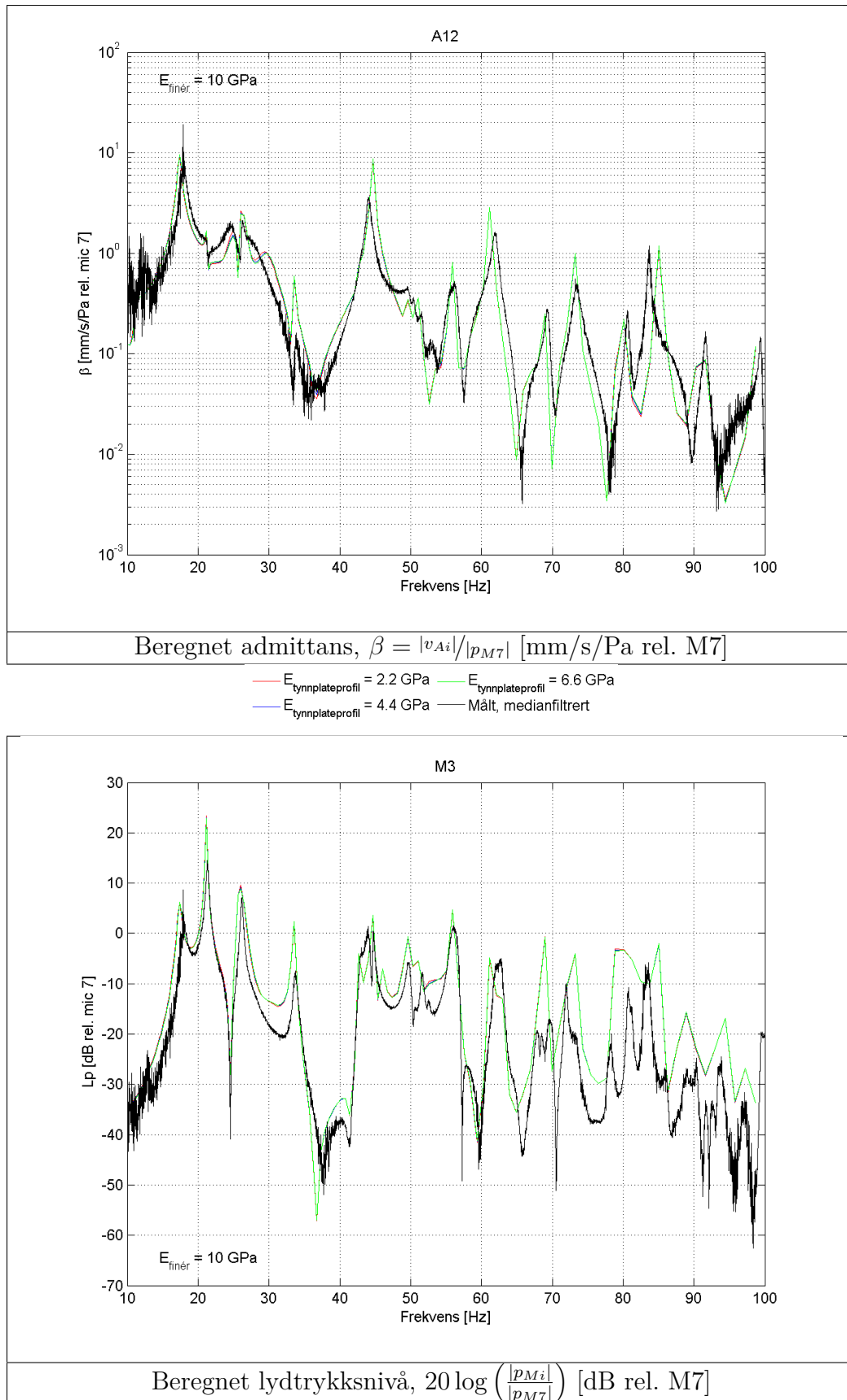
Å endre vegginnfestingen endrer ikke plasseringen av første topp i hverken admittans eller lydtrykksnivå og fjærinnfestingen vil derfor bli brukt for videre beregninger.

5.11.3 Stivhet tynnplateprofil, 10-100 Hz

Veggens stivhet påvirker egenfrekvensene og dermed kanskje også plasseringen av den første toppen i lydtrykksnivå og admittans. Tynnplateprofillets stivhet er endret for å se innvirkningen på den totale veggstivheten og veggens oppførsel. Denne ekvivalente stivheten i tabell 11 er en overslagsverdi og det er ikke gitt at denne passer med profilet faktiske effektive stivhet.

Profilets elastisitetsmodul er endret en faktor to uten at dette gir synlige utslag på hverken admittans eller lydtrykksnivå, vist for A12 på sendersiden og hjørnemikrofon M3 i figur 110.

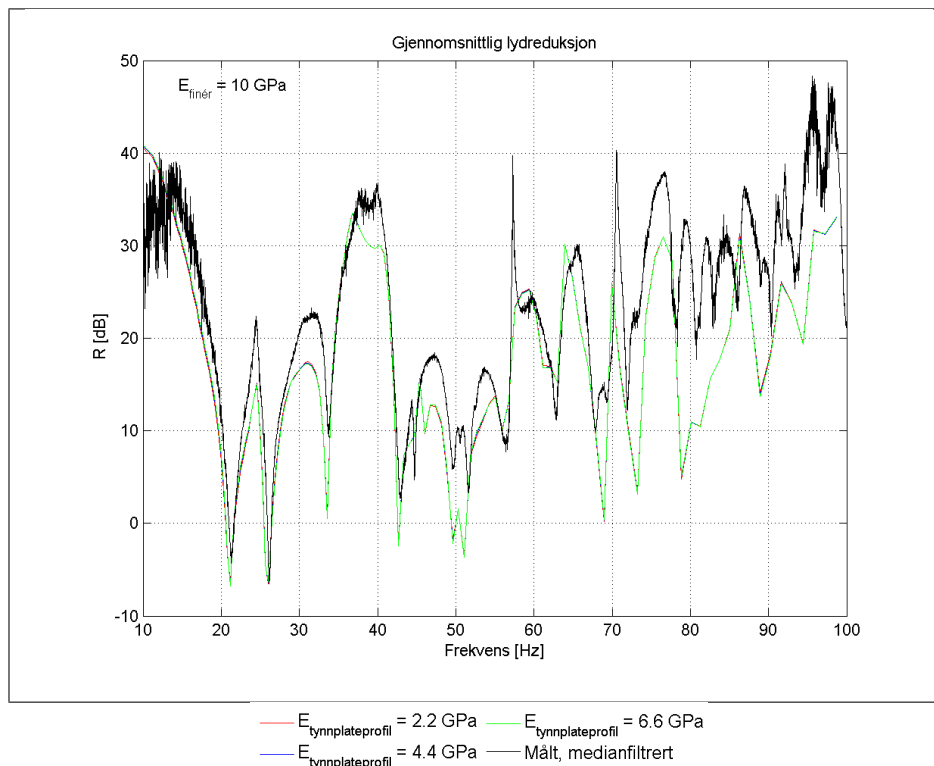
Figur 110 viser at admittansen i A12 passer temmelig bra i hele det beregnede frekvensområdet, både med tanke på frekvensforløpet og nivå. Samsvaret er bra også for de andre akselerometrene, med unntak av A5, A6, A7 og A8 ved panelranden. For A5 og A7 ved topp- og bunnsvill er plasseringen av topper og dykk bra, men admittansen overestimeres i frekvensene over 40 Hz. Frekvensforløpet er veldig bra, men nivåene altfor høye for A6 og A8 plassert ved den vertikale vegginnfestingen.



Figur 110: Effekt av tynnplatefilets stivhet, vegg 5 2014.

Samsvaret er også bra for lydtrykksnivåene, vist for M3. Det er noe nivåavvik enkelte steder, men både frekvensforløpene og nivåene er jevnt over gode.

Veggens lydisolasjon, vist i figur 111, stemmer også rimelig bra med målingene, men den underestimeres en del i de fleste frekvensene.



Figur 111: Effekt av tynnplateprofilens stivhet, beregnet lydisolasjon, vegg 5 2014.

Siden det er ikke er noen synlig forskjell mellom de tre profilstivhetene brukes 4,4 GPa fra tabell 11 videre.

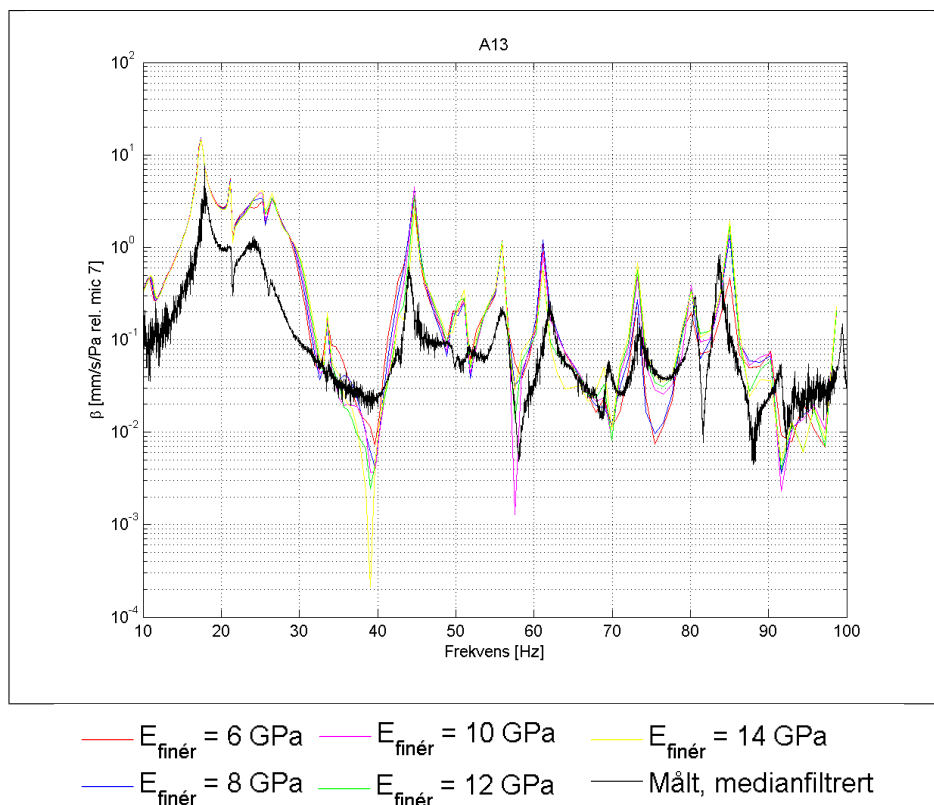
5.11.4 Stivhet finérplate, 10-100 Hz

Elastisitetsmodulen til gips og trepanel er undersøkt for vegg 2 i kapittel 5.10 og dette gjentas ikke for vegg 5. Siden den ene kledningen til vegg 5 også består av en kryssfinérplate er beregningsresultatene sammenliknet for fem ulike stivheter for denne; 6, 8, 10, 12 og 14 GPa.

Heller ikke økt finérstivhet flytter den første toppen for lydtrykksnivå og admittans opp i frekvens. Mens forskjellene er så å si usynlige for lydisolasjonen og lydtrykksnivåene, gir de ulike finérstivhetene visse forskjeller ved enkelte frekvensområder i akselerometrene.

Admittansen er vist for A13 i figur 112. Her gir stivheten på 14 GPa et veldig overdrevent dykk ved 39 Hz og best samsvar fås med lavere finérstivhet. Motsatt gir økt stivhet bedre overensstemmelse ved dykkene rundt 77 og 88 Hz.

På samme måte gir hver av stivhetene både forbedringer og forverringer i admittansen for de andre akselerometrene og det ser ikke ut til at overensstemmelsen med målingene blir bedre ved å endre kryssfinérens elastisitetsmodul.



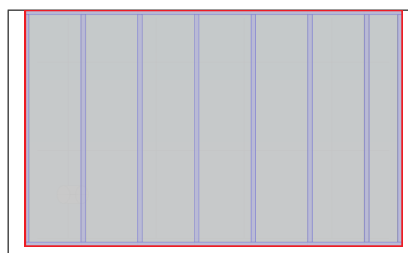
Figur 112: Effekt av finérplatens stivhet, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 5 2014.

Avhengig av frekvens og akselerometer er det bedringer og forverringer både ved å øke og redusere stivheten. Verdien fra Byggforsk (1996) er dermed like god som noen av de andre og brukes videre.

5.11.5 Panelinnfesting ved randen, 10-100 Hz

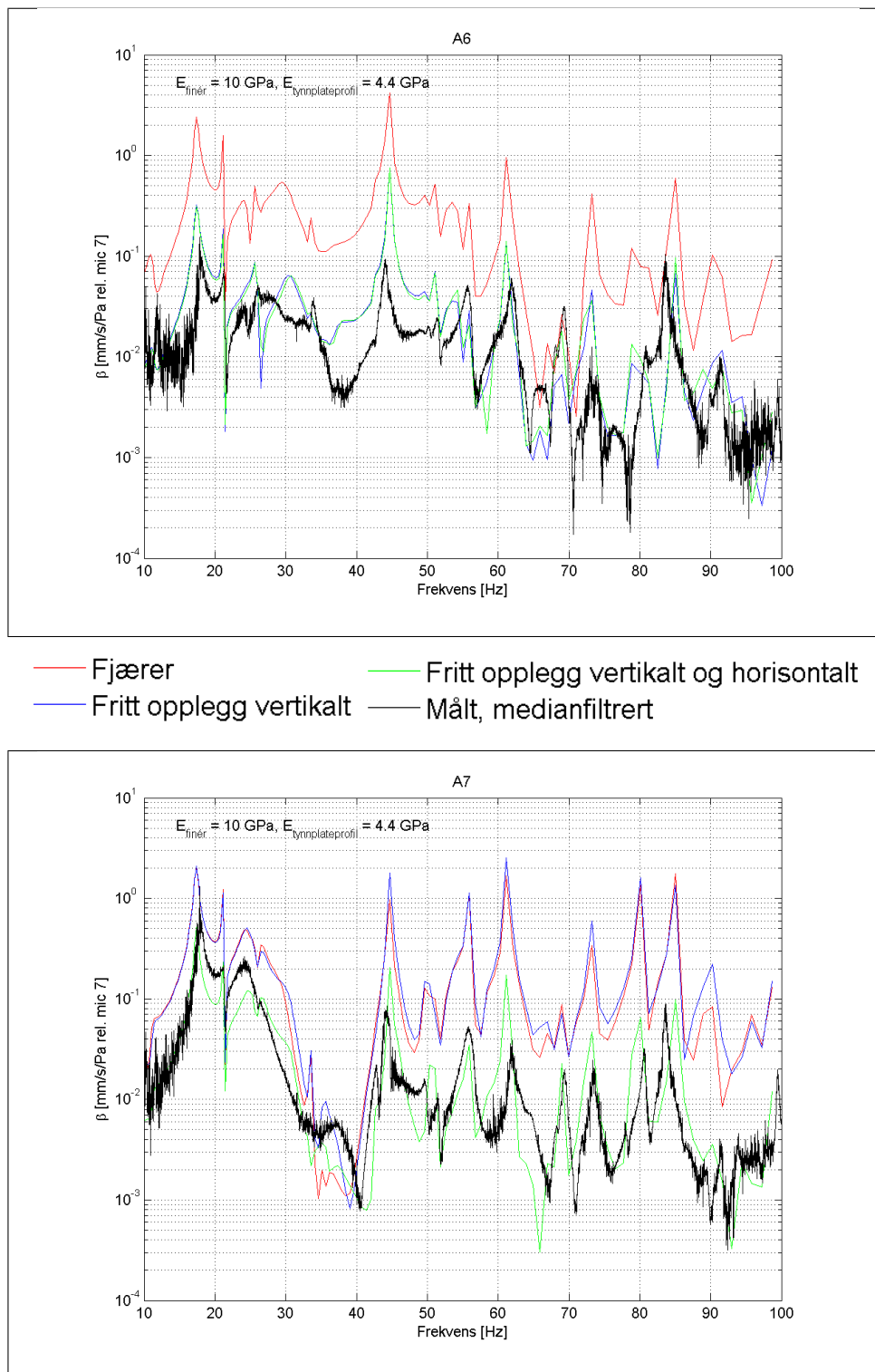
Det største avviket for modellen er overestimeringen av admittansen for A6 og A8. Overestimeringen betyr at koblingen mellom panel og bindingsverk ved den vertikale randen er for myk og at modellen tillater for mye bevegelse. På side 103 er stivheten langs panelranden økt forholdsvis mye for vegg 2 fra 2014 uten at dette gir noen særlig effekt. Her resulterer også den økte stivheten i et rart dykk ved 35 Hz for A8.

Et noe mer drastisk tiltak er å legge inn fritt opplegg langs kanten, som skissert i figur 113. I det følgende er dette lagt til i tillegg til flatefjæren for to modeller; en med fritt opplegg langs den vertikale randen og en med fritt opplegg både vertikalt og horisontalt. Flatefjæren er merket med blått og det frie opplegg med rødt. Dersom dette ikke forbedrer nivåavviket ved A6 og A8 kan det konkluderes at det ikke er panelinnfestingen som er årsaken.



Figur 113: Fritt opplegg langs panelkant

Admittansen ved den vertikale og horisontale randen er vist for henholdsvis A6 og A7 i figur 114. Alle akselerometre og mikrofoner er gitt digitalt i vedlegg J.



Figur 114: Effekt av fritt opplegg i panelrand, beregnet admittans, $\beta = |v_{A_i}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 5 2014.

Det frie opplegget flytter ikke admittansens første topp opp i frekvens, men samsvaret ellers blir bedre. Langs randen gir frie opplegg lavere nivåer i hele frekvensområdet. For

5.11.6 Fjærstivhet mellom tynnplateprofil og bindingsverk, 10-100 Hz

Fjærstivheten mellom tynnplateprofil og bindingsverk er i første omgang endret med en faktor ti; 0,75, 7,5 og 75 GPa/m. Dette er vist for M6 og A4 i figur 116.

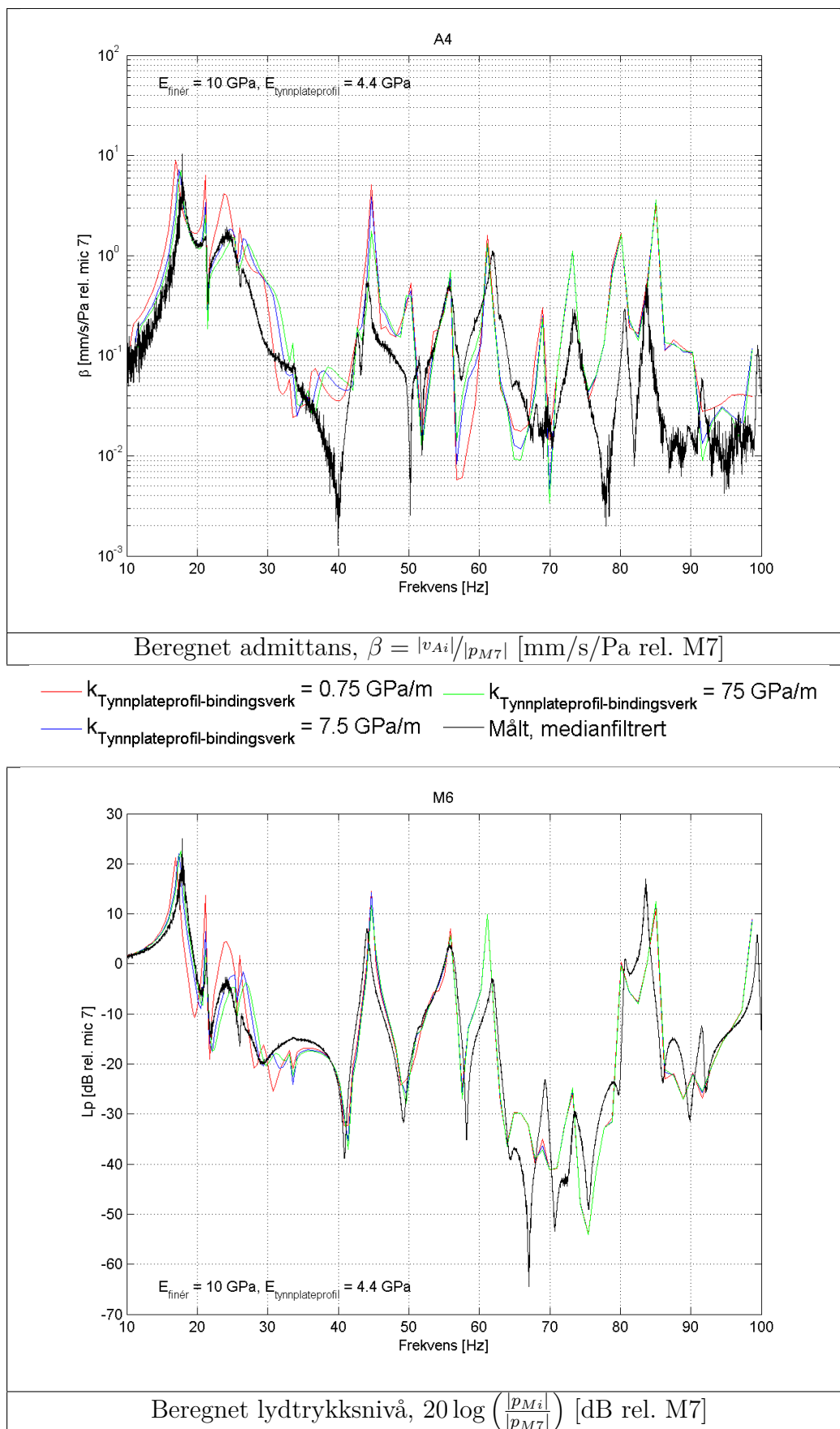
Ved å redusere fjærstivheten til 0,75 GPa/m flyttes den første toppen noe ned i frekvens for både lydtrykksnivå og admittans. For lydtrykket er innvirkningen av redusert stivhet størst i frekvensene under 30-35 Hz for alle mikrofoner og utslaget er størst i senderrommet, vist for M6 i figur 116. I dette frekvensområdet gir den lavere stivheten større dynamikk og avviket fra målingene øker. Forskjellene mellom stivhetene på 7,5 og 75 GPa/m er veldig små i hele frekvensområdet.

Også for admittansen er utslaget størst for stivhetsreduksjonen, men her har en økning større effekt enn for lydtrykksnivået. Slik som for lydtrykksnivået slår stivhetsendringen mest ut i de laveste frekvensene, men her opp til omtrent 40 Hz. I tillegg er det visse forskjeller i høyere frekvenser, avhengig av hvilket akselerometer man ser på.

Siden tynnplateprofilet er på veggens senderside er det naturlig å anta at effekten på admittansen blir størst her, men dette er ikke tilfellet. Forskjellene mellom de ulike fjærstivhetene er i samme størrelsesorden på begge sidene. Figur 116 viser at stivheten på 0,75 GPa/m gir for mye bevegelse i frekvensene under 25 Hz for A4 over hulrom på veggens mottakerside. I frekvensene over dette er det også visse forskjeller mellom de tre stivhetene, men det er ingen som gir et klart bedre samsvar enn de andre. Dette observeres også for de andre akselerometrene; det er forskjeller over hele frekvensområdet og redusert stivhet gir høyere admittans under 25 Hz, men det er ikke entydig hvilken stivhet som gir best overensstemmelse.

Dermed er det lydtrykket som er styrende for hvilken fjærstivhet som virker passende. Med dårligere samsvar for 0,75 GPa/m og minimale forskjeller mellom 7,5 og 75 GPa/m brukes stivheten på 7,5 GPa/m derfor videre. Denne er også i samme størrelsesorden som de valgte stivhetene mellom kledning og bindingsverk for både vegg 1 fra 2013 og vegg 2 fra 2014 i kapittel 5.9 og 5.10.

Stivheten på 7.5 GPa/m er også endret med en faktor to for se hvor sensitiv veggoppførselen er for endringer i dette stivhetsområdet. Med denne endringen er det så i si ingen forskjeller og stivheten på 7,5 GPa/m brukes derfor videre.



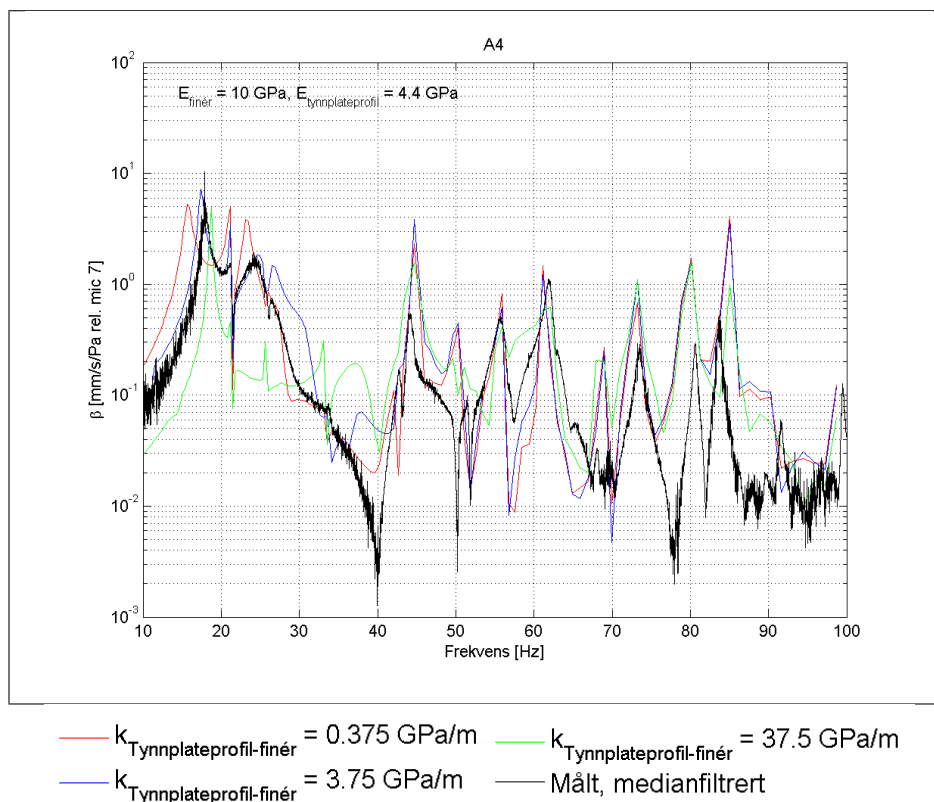
Figur 116: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og bindingsverk, vegg 5 2014.

5.11.7 Fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, 10-100 Hz

Basert på tidligere arbeider av NGI (2013b) er det tatt utgangspunkt i en fjærstivhet på 3,75 GPa/m mellom tynnplateprofil og kryssfinér. Slik som for fjæren mellom tynnplateprofil og bindingsverk er stivheten først endret med en faktor 10. I figur 117 og 118 er resultatet vist for A4 og M6 for å lettere kunne sammenlikne med resultatene i figur 116.

Denne stivheten gir et mye større utslag for både lydtrykksnivå og admittans enn fjæren mellom tynnplateprofil og bindingsverk, men også her er effekten størst ved de lavere frekvensene.

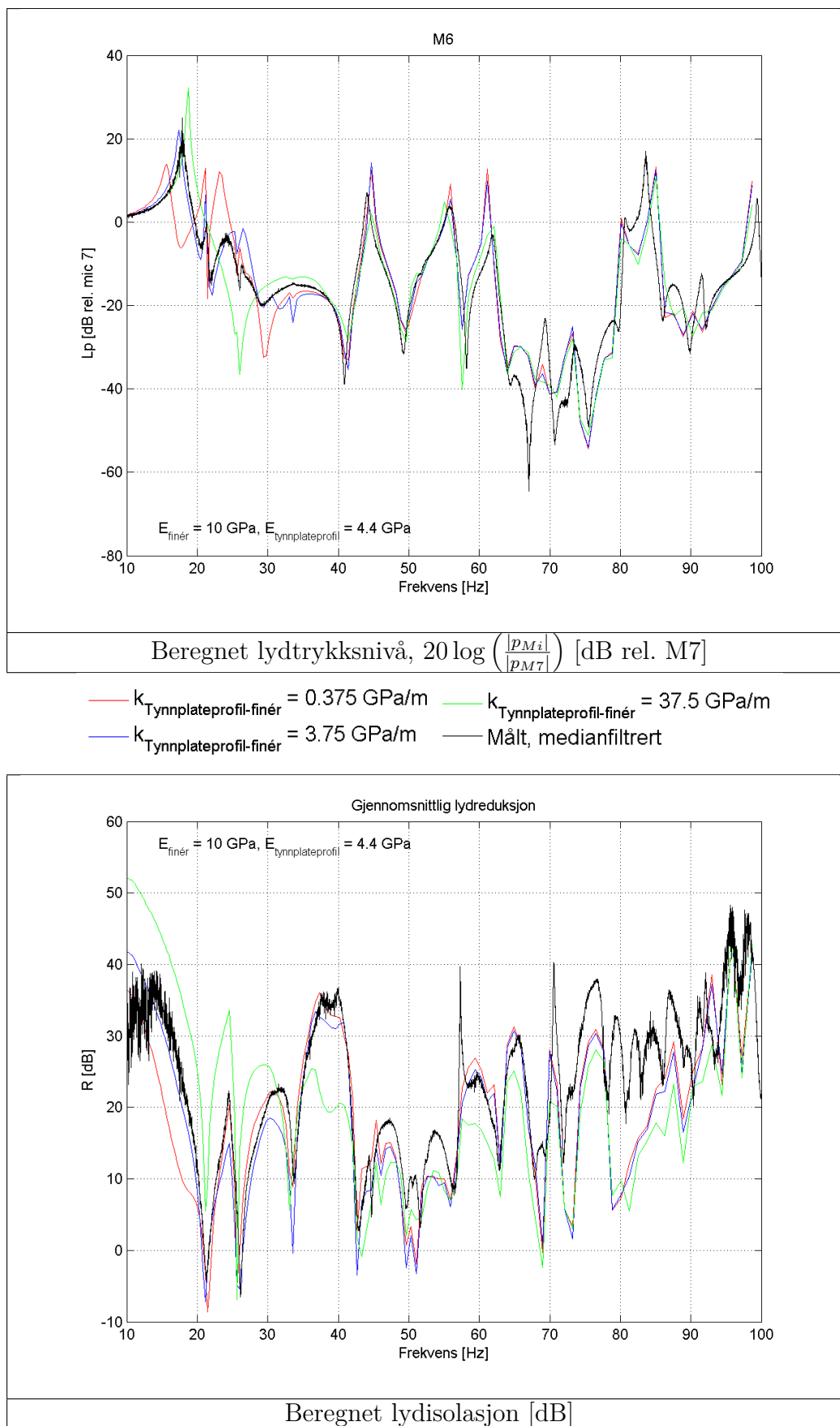
Den økte stivheten gir store admittansendringer i frekvensene 20-40 Hz, med et mye flatere forløp enn de to andre fjærstivhetene. Den første toppen flyttes noe opp i frekvens, mens forskjellene over omtrent 40 Hz er mindre. Som vist for A4 i figur 117 er plasseringen av toppene i frekvenser over 40 Hz så å si uforandret med de tre stivhetene, mens det er forskjeller i både nivå og forløpet mellom disse toppene.



Figur 117: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, beregnet admittans, $\beta = |v_{Ai}|/|p_{M7}|$ [mm/s/Pa rel. M7], vegg 5 2014.

For denne fjæren er det betydelige forskjeller i lydtrykksnivået i både sender- og mottakerrom. Ved å endre stivheten er det store forskjeller i både nivå og frekvensforløp. Med en fjærstivhet på 0.75 GPa/m flyttes første topp altfor langt ned i frekvens, og i senderrommet er det store avvik i frekvensene under 25 Hz.

Effekten er den samme i mottakerrommet, men den er på langt nær så stor som for M5 og M6. Denne forskjellen i sensitivitet for sender- og mottakerrom slår tydelig ut i veggens lydisolasjon, vist i figur 118.



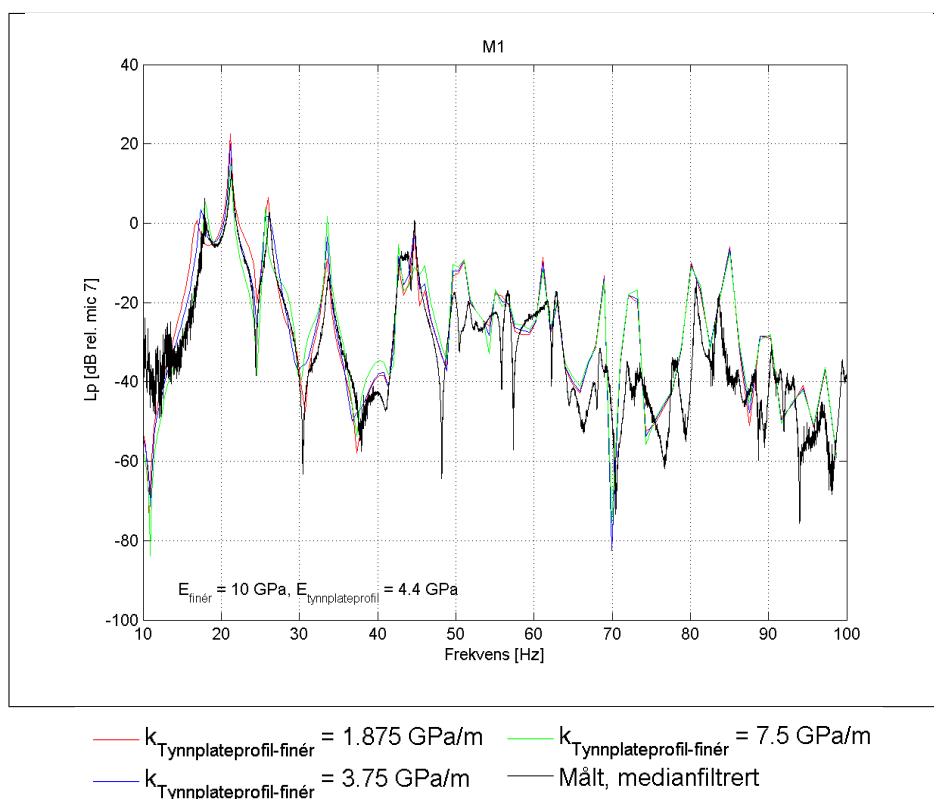
Figur 118: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, vegg 5 2014.

Ved å øke fjærstivheten øker både veggens bøyestivhet og koblingsstivheten mellom vegg-sidene. Dette kan sees i lydisolasjonen; i stivhetsstyrt område er det bedre reduksjon, mens den svekkes ved høyere frekvenser hvor overføringen i forbindelsene mellom vegg-sidene spiller inn. Den høyeste fjærstivheten gir også et veldig stort utslag for toppen ved 38-40 Hz med en underestimering på 10-12 dB, mens de to lavere stivhetene har maksimalavvik på 5 dB. Samtidig gir den laveste stivheten høyere isolasjon og bedre samsvar ved 22-40 Hz.

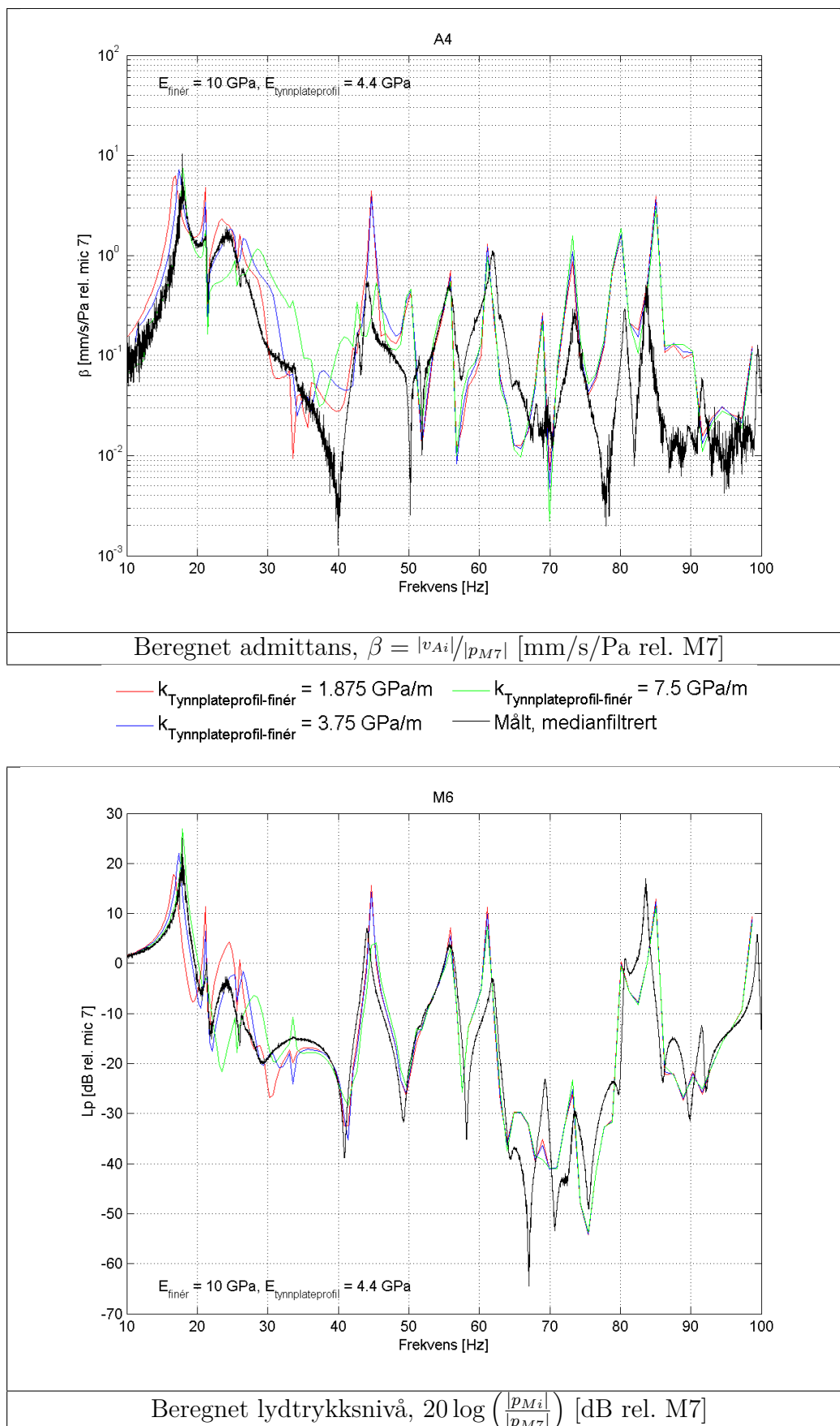
Overensstemmelsen ser ut til å være best for fjærstivheten på 3,75 GPa/m og sensitiviteten rundt denne verdien er sjekket ved å endre den med en faktor to. Også her gir de tre stivhetene en del forskjeller, vist for A4 og M6 i figur 120.

Mens det er forskjeller i admittansen over hele frekvensområdet for stivhetene i figur 117 begrenser dette seg til frekvensene under 45-50 Hz i figur 120. Som vist for A4 er den første toppen tydelig lavere ned i frekvens for stivheten på 1,875 GPa/m mens forløpet er en del dårligere ved 22-45 Hz for 7,5 GPa/m. I frekvensene over dette er det kun minimale forskjeller mellom de tre stivhetene. Tilsvarende variasjon med fjærstivhet er også observert for de andre akselerometrene.

For lydtrykksnivåene er fjærstivhetens virkning stort sett lik som for admittansen; lavere stivhet flytter første topp ned i frekvens mens økt stivhet gir dårligere forløp i de laveste frekvensene, vist for M6 i figur 120. Den første toppen sammenfaller noe bedre med målingene for 7,5 GPa/m, men forløpet ellers er vesentlig dårligere for denne stivheten. Dette er også tilfellet for de andre mikrofonene, med unntak av M1 hvor forskjellene er små i hele frekvensområdet. M1 er vist i figur 119.

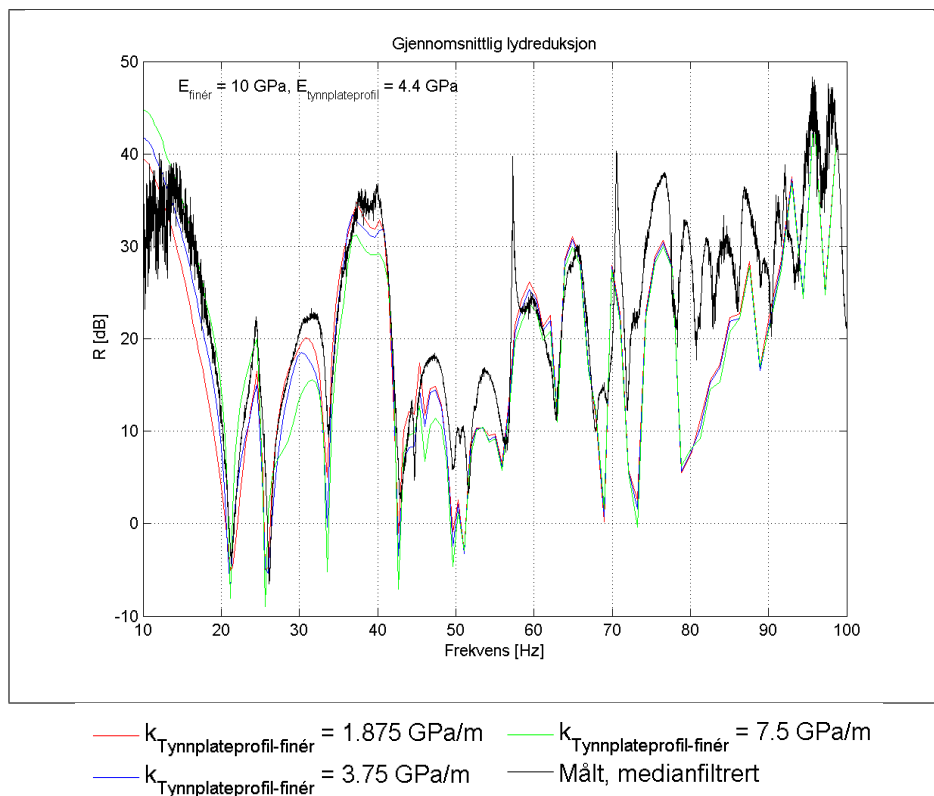


Figur 119: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, beregnet lydtrykksnivå, $20 \log \left(\frac{|p_{Mi}|}{|p_{M7}|} \right)$ [dB rel. M7], vegg 5 2014.



Figur 120: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, vegg 5 2014.

Veggens lydisolasjon i figur 121 viser delvis samme tendenser som den i figur 118; økt stivhet gir bedre stivhetsstyrt isolasjon og dårligere samsvar for toppene ved 38-40 Hz, men mens lavere stivhet gir høyere reduksjon i figur 120 er det neglisjerbare forskjeller i frekvensene over 50 Hz. I figur 121 gir også den økte stivheten dårligere isolasjon ved 25-32 Hz-toppen, noe som ikke viser seg når stivheten er økt ytterligere i figur 118. Dette viser at veggoppførselen ikke er helt forutsigbar og at det er usikkerhet knyttet til interpoleringer eller ekstrapoleringer av resultatene i parameterstudiet.

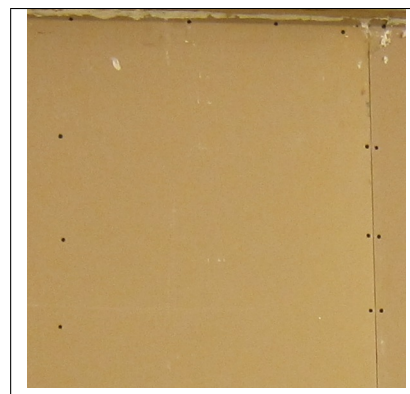


Figur 121: Effekt av fjærstivhet mellom tynnplateprofil og kryssfinér, beregnet lydisolasjon [dB], vegg 5 2014.

Slik som for flere av de andre parametrene er det ikke én verdi som utmerker seg for alle mikrofoner, akselerometre og frekvenser. Men, totalt sett ser det ut til at en fjærstivhet på 3,75 GPa/m gir best samsvar med målingene.

5.11.8 Fjærstivhet mellom gipsplate og kryssfinér, 10-100 Hz

Den siste fjæren i modellen er mellom kryssfinér og gips. Denne er modellert som en flatefjær fordelt over hele kontaktflaten, mens gipsplatene i virkeligheten er skrudd vertikalt over stenderne, som vist i figur 122. Et annet alternativ kunne være å modellere fjærene som striper over stenderne, men da vil ikke modellen fange opp friksjonen mellom gips og kryssfinér i kontaktflatene utenfor fjæren. Dermed er det nok et like godt alternativ å modellere fjæren over hele kontaktflaten. Ved å justere denne fjærstivheten etter målingene burde ikke dette gi en altfor stor feil.

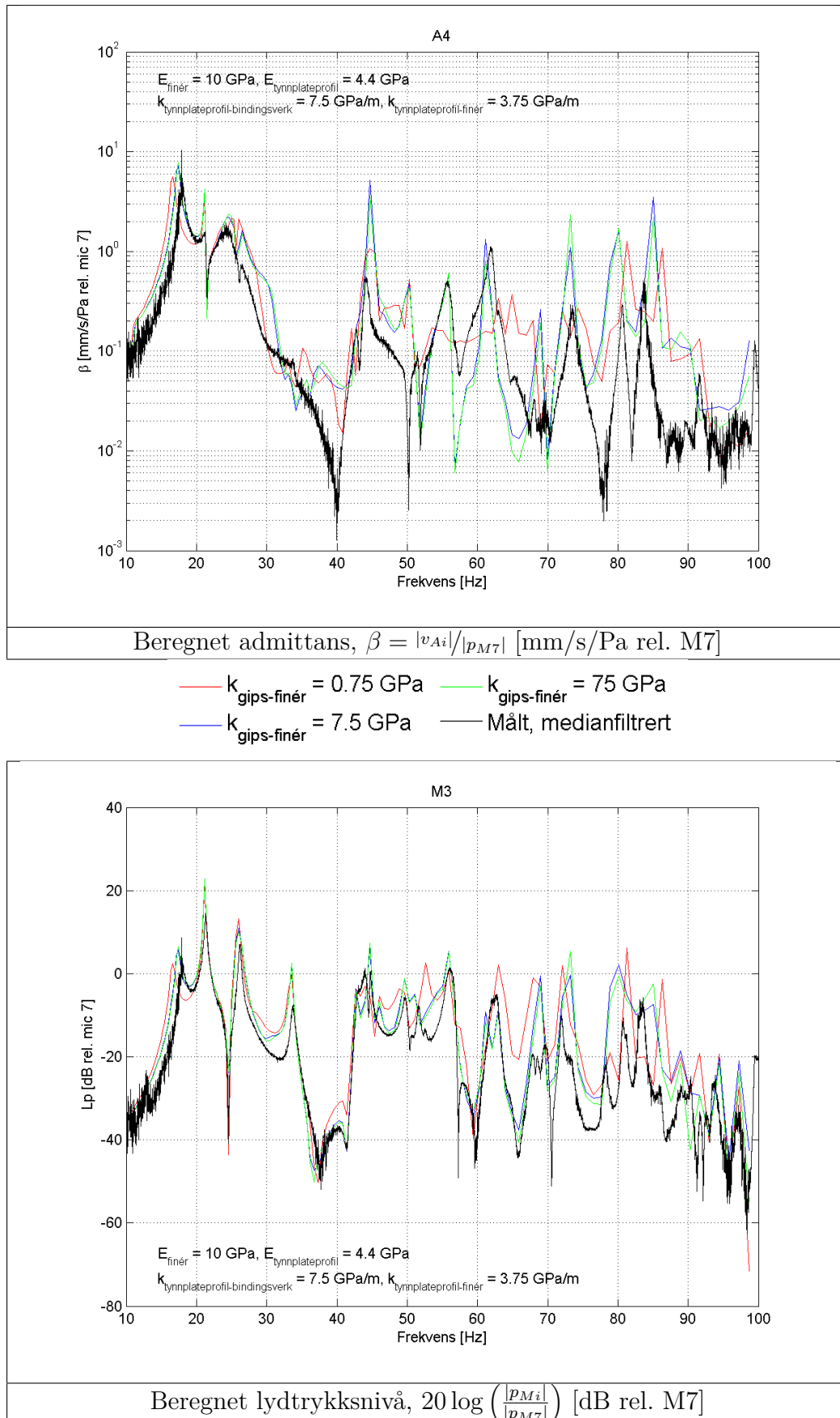


Figur 122: Festing av gipsplater til kryssfinér, vegg 5 2014.

I figur 123 er admittans for A4 og lydtrykksnivå for hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet sammenliknet for fjærstivheter på 0,75, 7,5 og 75 GPa/m.

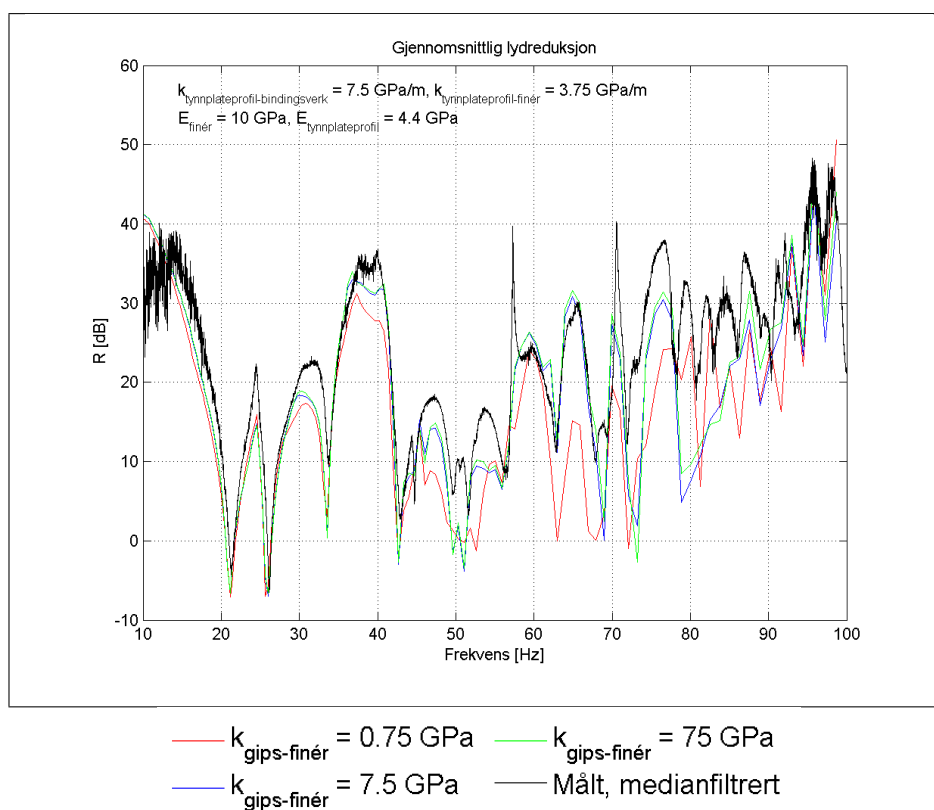
En økning i stivhet fra 7,5 til 75 GPa/m gir svært små utslag i lydtrykksnivå, vist for M3. Å redusere stivheten til 0,75 GPa/m gir derimot ganske store utslag. Nivået ved toppene endres lite, men dykkene underestimeres. Dette gjelder særlig rundt 40, 47, 54 og 65 Hz. Den første toppen flyttes også ned i frekvens.

Admittansen viser i stor grad samme avhengighet av fjærstivheten som lydtrykksnivået, men her er det også en del nivåavvik ved toppene og frekvensforløpet blir flatere. Dette er vist for A4 i figur 123.



Figur 123: Effekt av fjærstivhet mellom gips og kryssfinér, vegg 5 2014.

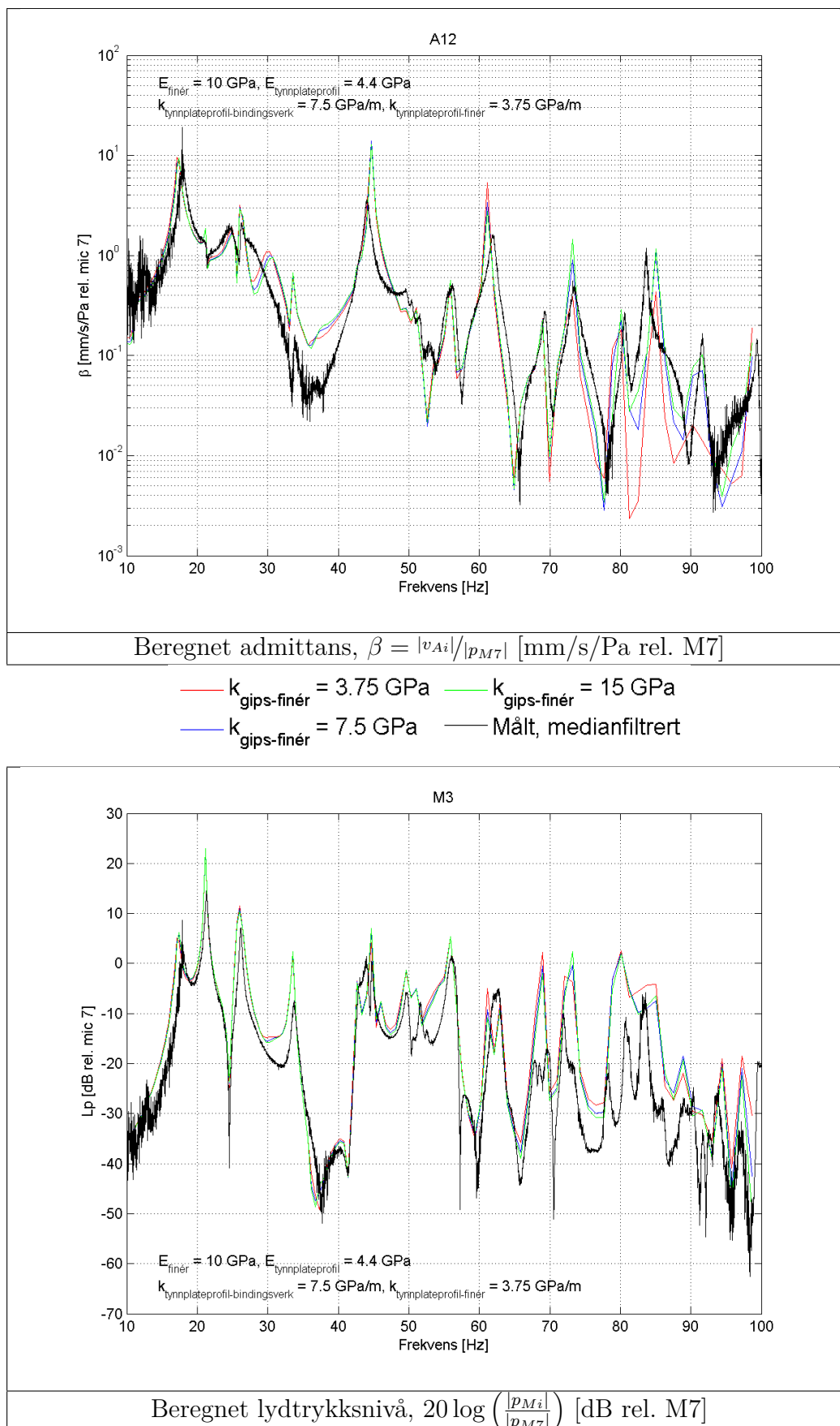
Lydisolasjonen i figur 124 viser mye av det samme som M3 i figur 123. Redusert stivhet gir lavere isolasjon, særlig i de høyere frekvensene, samtidig som plasseringen av topper og dykk for det meste forblir uendret. Å øke stivheten gir minimale utslag.



Figur 124: Effekt av fjærstivhet mellom gips og kryssfinér, beregnet lydisolasjon [dB], vegg 5 2014.

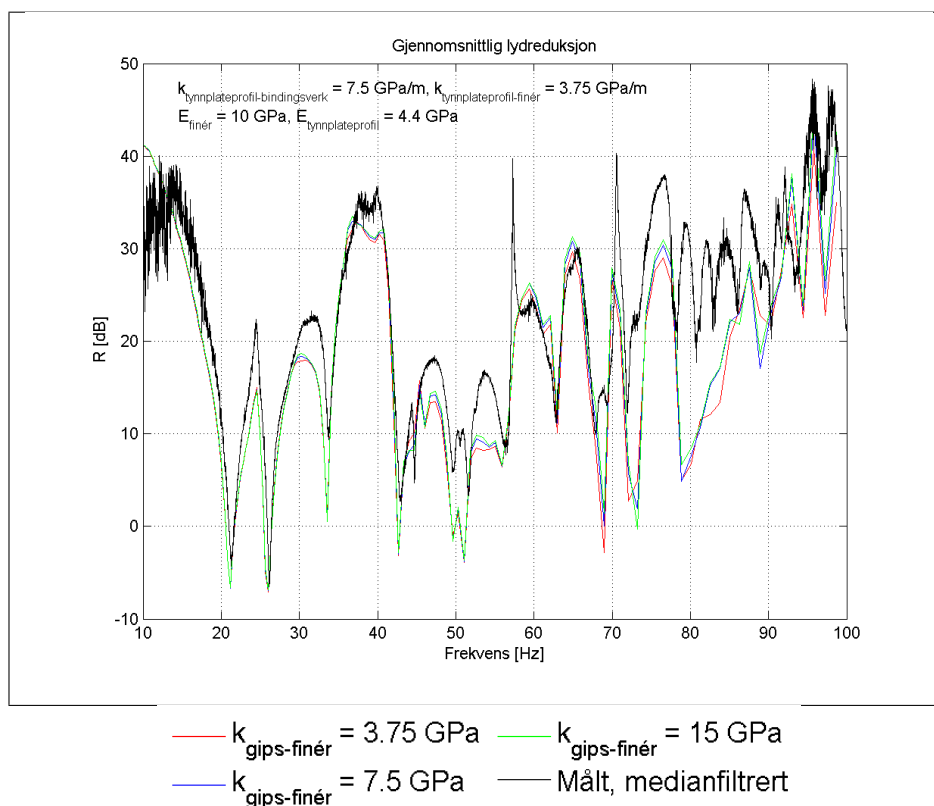
I figur 125 er fjærstivheten satt til 3,75, 7,5 og 15 GPa/m.

Admittansen endres lite med tre stivhetene. Forskjellene er hovedsaklig i frekvensene over 60 Hz og effekten er størst på sendersiden. For A12, plassert på stender på sendersiden, er de eneste forskjellene i frekvensene over omtrent 80 Hz. Med 3,75 GPa/m blir dykket ved 81 altfor stort og den påfølgende toppen lavere enn målt. Dette dykket passer best for 15 GPa/m, mens toppen er lik for 7,5 og 15 GPa/m. Tilsvarende passer toppen ved 92 Hz best for 15 GPa/m og dårligst for 3,75 GPa/m.



Figur 125: Effekt av fjærstivhet mellom gips og kryssfinér, vegg 5 2014.

Med disse tre stivhetene er det kun minimale endringer i lydtrykksnivåene, vist for M3 i figur 125. Med unntak rundt 75 og 85 Hz er det så å si ingen forskjell i topper eller dykk. Dette viser seg også for lydisolasjonen i figur 126, hvor det ikke er noen endringer av betydning.



Figur 126: Effekt av fjærstivhet mellom gips og kryssfinér, beregnet lydisolasjon [dB], vegg 5 2014.

Lydtrykksnivåene endres lite med de tre stivhetene, mens admittansen bedres noe med 15 GPa/m. Denne verdien brukes derfor videre.

5.11.9 Sammenlikning av måleresultater og beste modell

Material- og koblingsparametrene som gir best overensstemmelse med målingene er gitt i tabell 13.

Material	E-modul [GPa]	ν [-]	Densitet [kg/m ³]	Interndempning, η_{int} [-]
Trepanel	11	0,05	500	0,1
Bindingsverk	7	0,05	500	0,1
Tynnplateprofil, stål (ekvivalent)	4,4	0,33	200	0,1
Kryssfinér	10	0,05	550	0,1
Gipsplate	4	0,33	800	0,1

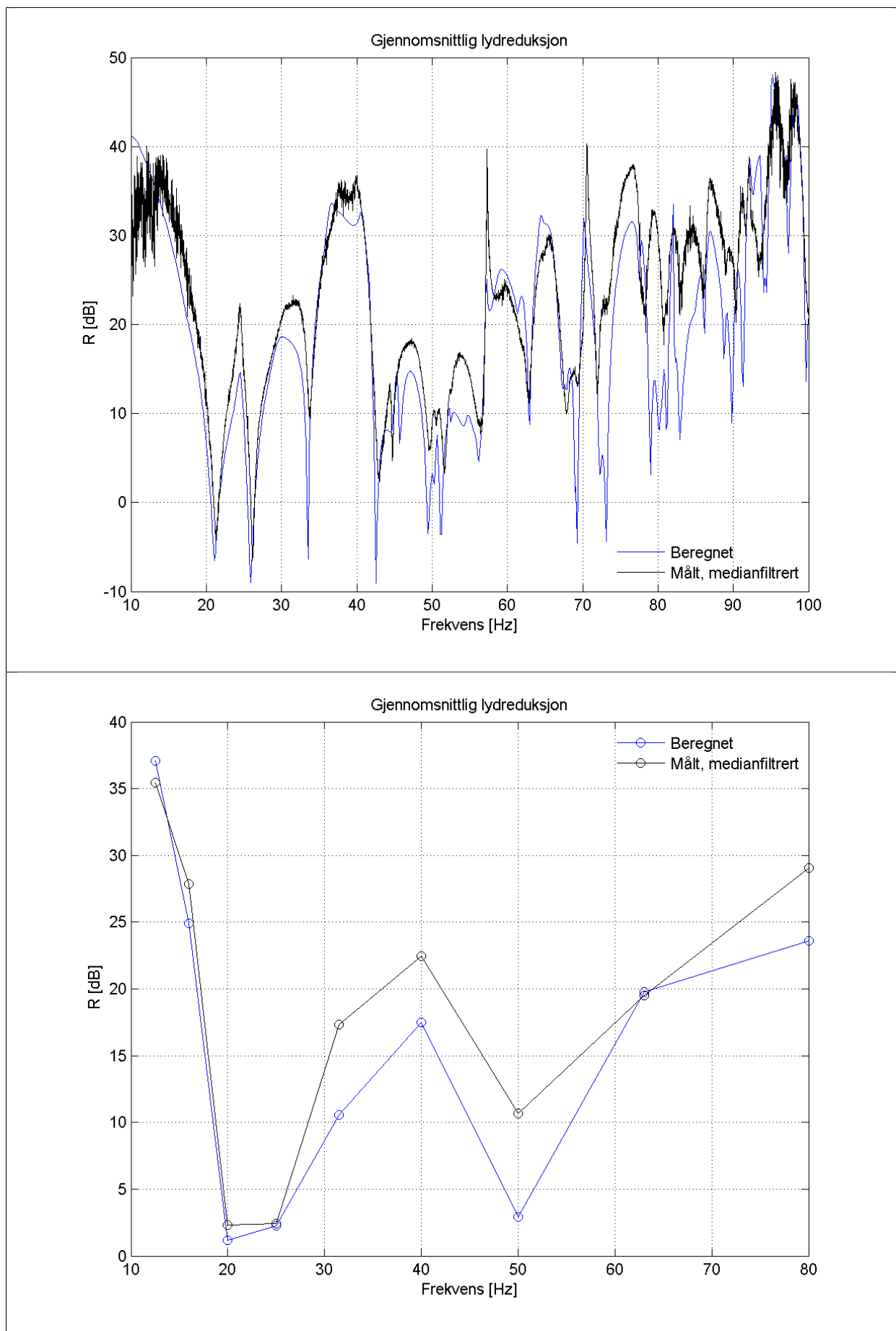
Kobling	Fjærstivhet [MPa/m]		Dempning [-]	
	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>	<i>Normalt</i>	<i>Tangentielt</i>
Trepanel mot bindingsverk (i tillegg til fritt opplegg langs panelranden)	7,5	750	0,2	0,2
Tynnplateprofil mot bindingsverk	7,5	750	0,1	0,1
Tynnplateprofil mot kryssfinér	3,75	375	0,1	0,1
Gips mot kryssfinér	15	1500	0,1	0,1
Vegginnfesting, horisontalt	2475	24750	0,1	0,1
Vegginnfesting, vertikalt	4950	49500	0,1	0,1

Tabell 13: Valgte materialdata og fjærstivheter, vegg 5 2014.

Med disse verdiene er det gjort en beregning hvor gitteret er forfinet fra $\lambda/6$ til $\lambda/9$ hvor λ er bølgelengden i luft ved 160 Hz. Det er brukt en lineær frekvensakse med frekvenssteg på 0,15 Hz. Resultatet for alle akselerometre og mikrofoner er gitt digitalt i vedlegg K.

I figur 127 er lydisolasjonen sammenliknet i smalband og 1/3-oktaver. I smalband er det tydelig at modellen stemmer ganske bra med målingene. Plasseringen av topper og dykk stemmer godt overens for de fleste frekvenser, men reduksjonen underestimeres noe ved toppene og i frekvensområdet 78-90 Hz. De fleste steder er denne underestimeringen innenfor 5 dB og dette må kunne sies å være ganske bra. Det er imidlertid noen frekvenser hvor nivåavviket er en del større enn dette, særlig rundt 72 Hz og 80-85 Hz.

1/3-oktavverdiene viser de samme trekkene som smalbandene; frekvensforløpet er rimelig bra, men modellen underestimerer noe i frekvensene over 25 Hz-båndet. I frekvensene opp til 25 Hz er samsvaret veldig bra.



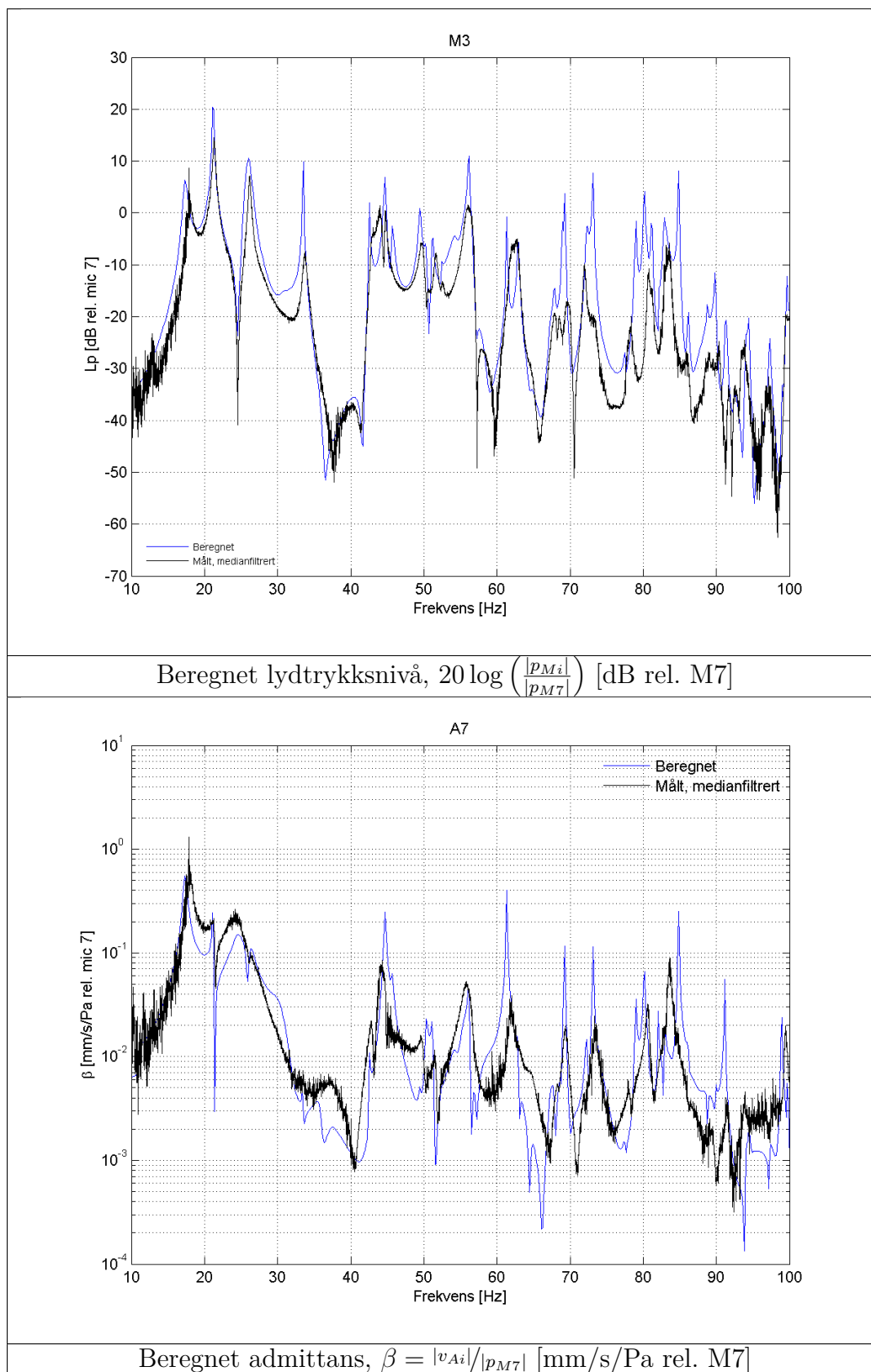
Figur 127: Beregnet lydisolasjon [dB], vegg 5 2014.

Lydtrykksnivået i M3 er vist i figur 128. Toppenes plassering er stemmer bra med målingene. Nivået er også rimelig bra, med et avvik innen for omtrent 5 dB ved de fleste frekvenser. Ved avvikene er det beregnede lydtrykksnivået nesten utelukkende høyere enn målingene, noe som også viser seg som underestimering av lydisolasjonen i figur 127. De andre mikrofonene viser mye av det samme som M3; både frekvensforløpet og nivået er rimelig bra, men det er visse avvik ved enkelte frekvenser.

De tre største svakhetene med modellen har vært nivåavvik og for spisse topper ved 40-50 Hz og 70-80 Hz for M5, et manglene dykk ved 21-26 Hz for M2 og altfor høye admittansnivåer for A5, A6, A7 og A8 ved panelranden på mottakersiden. Modellens mangler ved M2 og M5 er ikke løst for de valgte material- og koblingsparametrene, men sett bort fra disse begrensede frekvensområdene samsvaret er temmelig bra også for M2 og M5.

Som diskutert på side 102 sammenfaller avvikene ved 44 og 73 Hz med modene f_{200} og f_{212} i mottakerrommet og kan komme av at disse underrepresenteres. Disse to frekvensene viser seg også som kraftige underestimeringer i lydisolasjonen.

Nivåavviket i admittansen langs panelranden er kraftig redusert ved hjelp av det frie opplegget, vist for A7 i figur 128. For de andre akselerometrene er også overensstemmelsen med målingene rimelig bra ved de fleste frekvenser. Avvikene er kanskje noe større enn for lydtrykksnivåene, men samsvaret er jevnt over godt.



Figur 128: Beste samsvar, vegg 5 2014.

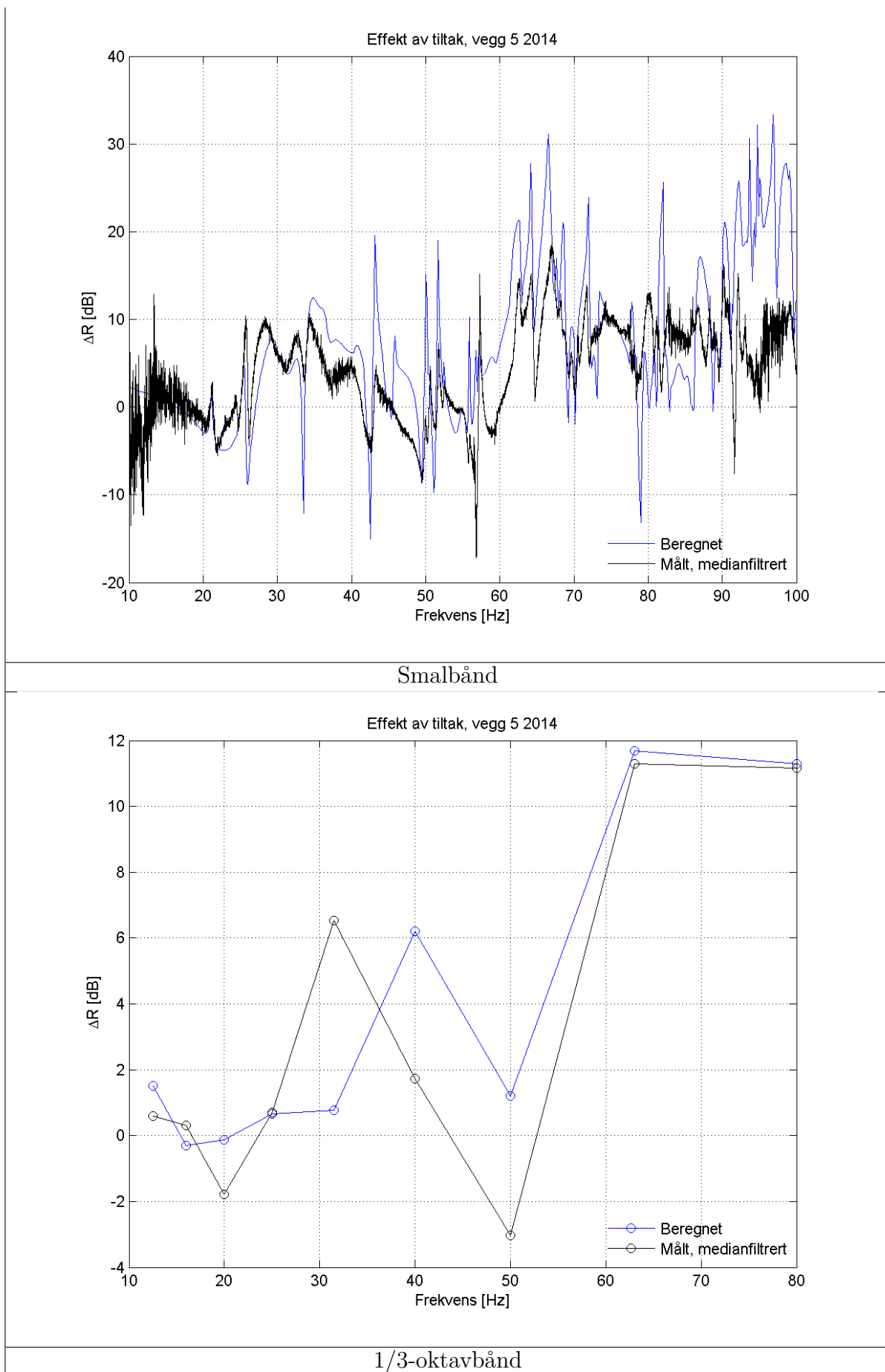
5.12 Effekt av tiltak ved vegg 5

Vegg 5 er konstruert for å gi bedre lavfrekvent lydisolasjon enn vegg 2. De stående tynnplateprofilene skal gi økt veggstivhet og kryssfinérplaten skal gi både økt stivhet og masse. Med et åpent tverrsnitt, som vist i figur 105 på side 116, vil også tynnplateprofilet gi en svakere kobling mellom veggsidene. Dette er studert og diskutert i kapittel 4.

I figur 129 er den målte endringen som følge av tiltakene ved vegg 5 sammenliknet med beregnet endring i smalbånd og 1/3-oktaver. I smalbånd er frekvensforløpets overensstemmelse svært god, men det er en del nivåavvik. Dette gjelder spesielt toppene og dykkene, som i mange frekvenser overdrives ganske mye. I frekvensene over 90 Hz overestimeres effekten av tiltaket med over 10 dB.

For 1/3-oktavene fanger beregningene opp det generelle forløpet med liten endring i de laveste frekvensene og deretter en topp og så et dykk ved 50 Hz før tiltaket gir klar forbedring ved 63 og 80 Hz. Den målte toppen ved 31,5 Hz er imidlertid flyttet ett bånd opp til 40 Hz og det beregnede forløpet er ganske mye flatere i frekvensene under dette. At 1/3-oktavene passer dårligere enn smalbånd i de fleste frekvensbåndene skyldes de overdrevne toppene og dykkene.

Figuren viser at modellene stemmer bra overens med målingene og at det er mulig å bruke beregningene for å estimere effekten av tiltak. Samtidig er det tydelig at ekstremalavvikene gjør at 1/3-oktaver er mindre anvendbart enn smalbånd.



Figur 129: Endring i lydisolasjon [dB], vegg 2 og 5 2014.

5.13 Sammenlikning med analytiske formler

White og Powell (1966) er en av få i litteraturen som behandler stivhetsstyrt lydreduksjon for en dobbeltvegg. Uttrykket deres for frekvenser under første veggresonans, f_1 , gir økt lydisolasjon med minkende frekvens slik som skissert i figur 2 på side 3.

I figur 130 er elementmetodeberegningene for vegg 2 i kapittel 5.10 sammenliknet med uttrykkene til Sharp (1978) og White og Powell i smalband og i 1/3-oktaver. De analytiske formlene er diskutert i kapittel 3, men er gjengitt nedenfor. I frekvensene under veggens første egenfrekvens er lydisolasjonen gitt som (White og Powell, 1966):

$$R \simeq -10 \log \left(\frac{4\rho_1\rho_3 (c_1/c_3) \omega^4}{\pi A_p} \left[\frac{C_b + C_1 + C_2}{C_1 C_2} \right]^{-2} \right) \quad (62)$$

Her er C_b , C_1 og C_2 gitt av likning 17 på side 8 og materialparametrene er hentet fra tabell 10 på side 113.

Sharps (1978) uttrykk for en dobbeltvegg uten forbindelser er brukt i frekvensene over veggens første egenfrekvens:

$$R = \begin{cases} R_M & f < f_0 \\ R_1 + R_2 + 20 \log(f \cdot d) - 29 \text{ dB} & f_0 < f < f_d \\ R_1 + R_2 + 6 \text{ dB} & f_d < f \end{cases} \quad (63)$$

For R_M er også stendernes massebidrag inkludert som en tredje masse m_3 :

$$R_M = 20 \log[(m_1 + m_2 + m_3) \cdot f] - 47 \text{ dB} \quad (64)$$

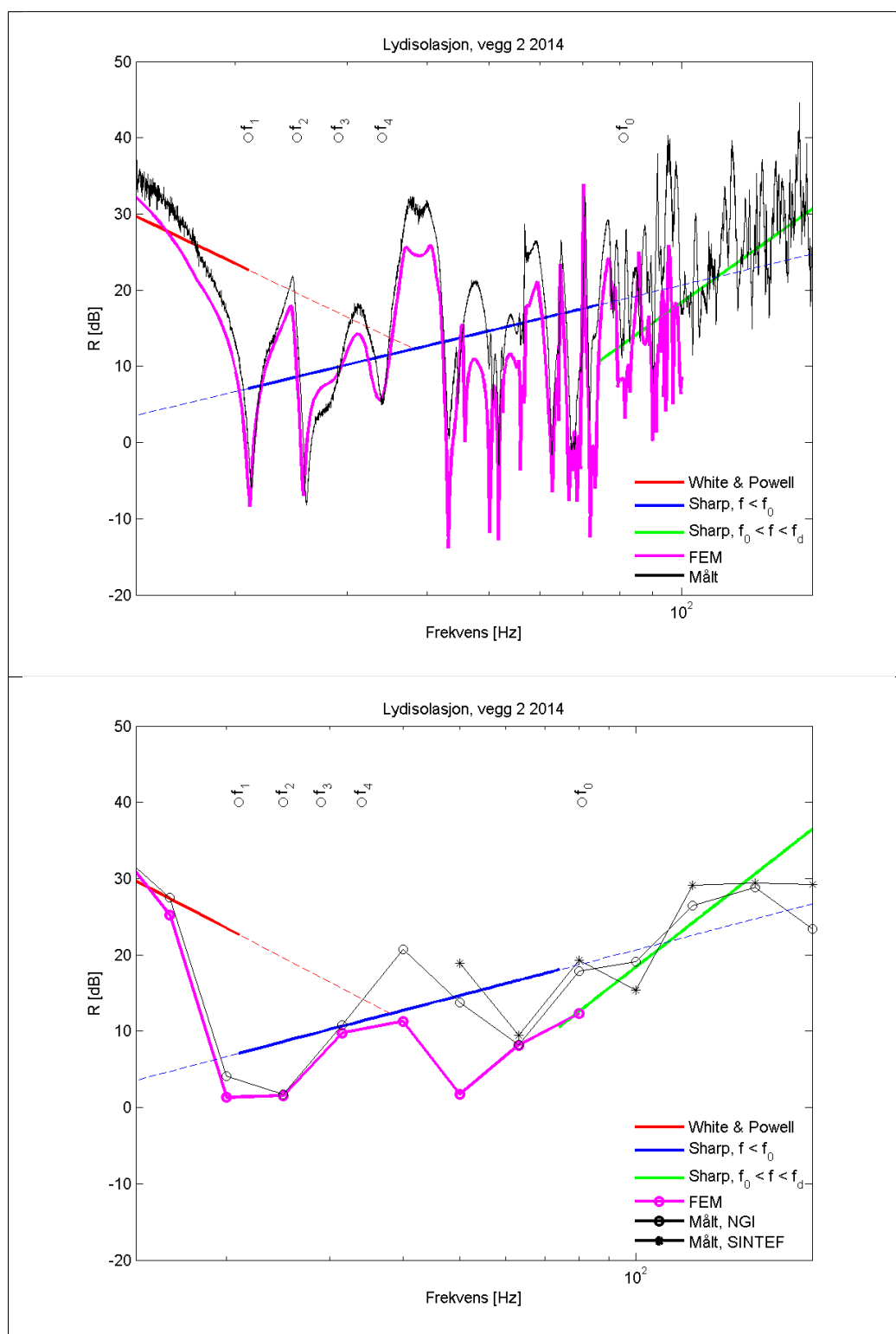
hvor

$$m_3 = \frac{\rho_{tre} A_{stender}}{c/c_{stender}} = \frac{500 \text{ kg/m}^3 \cdot 0,148 \text{ m} \cdot 0,048 \text{ m}}{0,6 \text{ m}} = 5,92 \text{ kg/m}^2$$

Sammenlikningen i figur 130 viser at Sharps formler i frekvensene over veggens første egenfrekvens, f_1 , stemmer ganske godt med målingene, både i nivå og stigning med frekvens. Perfekt overensstemmelse kan ikke forventes siden rommodene i laboratoriet påvirker måleresultatene en god del og disse er ikke tatt hensyn til i de analytiske formlene. I 1/3-oktaver er faktisk Sharps likninger nærmere målingene enn elementmetodemodellen.

Den stivhetsstyrte isolasjonen stemmer ikke særlig bra med det analytiske uttrykket dersom øverste frekvensgrense settes ved f_1 . Hvis uttrykket brukes opp til f_4 ser det derimot ut til å stemme noe bedre, selv om isolasjonen er en del høyere enn både målingen og resultatene med elementmetoden. White og Powell angir første egenfrekvens som øvre gyldighetsgrense for uttrykket, men å bruke stivhetsstyrt isolasjon i hele frekvensområdet hvor egenfrekvensene styrer virker som en god tilnærming siden nettopp veggstivheten bestemmer veggens egenfrekvenser.

Dette avviket betyr ikke nødvendigvis at uttrykket til White og Powell beskriver stivhetsstyrt reduksjon dårlig. I kapittel 4 er det vist at moder i mottakerrommet har innvirkning på de to første dykkene i lydisolasjonen. I elementmetodemodellen er laboratoriets romgeometri inkludert, slik at rommodene også er med i beregningene. For den analytiske modellen er dette ikke tilfellet, og det kan være at lydisolasjonen etter White og Powell stemmer bra med hvordan veggen ville prestert i frittfelt.



Figur 130: Lydisolasjon vegg 2 2014. Analytisk, FEM og målt.

Figuren viser også at det er en del forskjeller i 1/3-oktavnivåene til NGI og SINTEF. Dette kommer av at det er brukt aritmetisk middel istedenfor energimiddel for NGIs målinger, som forklart på side 16.

5.14 Diskusjon

Vegginnfesting, egenfrekvenser og rommoder

I det tidligere arbeidet har NGI (2013b) modellert innfestingen til vegg 1 fra 2013 som fritt opplegg. En alternativ forenkling er å modellere veggens innfesting med en fjær mellom laboratorieveggen og bindingsverket, slik at innfestingen også tillater normal og vertikal bevegelse i tillegg til rotasjon. Dette foreslås også av Remillieux et al. (2009), beskrevet på side 11.

Stivere vegginnfesting skal i teorien flytte veggens egenfrekvenser oppover og i følge Maluski og Gibbs (2000) gi bedre lavfrekvent lydisolasjon for en vegg med høy stivhet. Med fjærer i vegginnfestingen reduseres det beregnede lydtrykksnivået i mottakerrommet for vegg 1 fra 2013 når stivheten økes fra 1,25 til 1650 GPa/m og fast innspenning, som vist i figur 57 på side 68. Effekten stemmer altså med det Maluski og Gibbs (2000) angir.

En stor endring i innfestingsstivheten for veggen gir forandring i topper og dykks plassering. Dette er forenlig med at veggens egenfrekvenser flyttes og er vist i figur 59 på side 70.

For vegg 5 fra 2014 er det minimal forskjell mellom fast innspenning og flatefjærer med stivheter på henholdsvis 2475 og 4950 GPa/m horisontalt og vertikalt i vegginnfestingen, som vist i figur 108 på side 119 og figur 109 på side 120. Dette tyder på at de nærmer seg fast innspenning. En annen forklaring kan være at andre faktorer er styrende når fjærene blir såpass stive. Det samme er observert når innfestingsstivheten økes fra 1650 til 16500 GPa/m for vegg 1 fra 2013 i figur 61 på side 72.

Ved endringer i fjærstivheten mellom tynnplateprofil og kryssfinér er utslaget i frekvensene under 30-40 Hz større enn for stivheten mellom tynnplateprofil og bindingsverk for vegg 5 fra 2014. Dette kan sees i figurer 117 på side 128, 118 på side 129 og 116 på side 127.

Begge disse fjærene påvirker koblingsstivheten mellom veggene, men fjæren mellom tynnplateprofil og kryssfinér påvirker nok i større grad også kledningens opplagerbetingelser og dermed kledningens bøyemønster. Dermed kan det forventes at utslaget er større i de lave frekvensene.

Målingene fra 2014 viser at økt innfestingsstivhet for basisveggen ikke endrer veggens lydisolasjon i særlig grad. Rommodene har også stor innvirkning på lydisolasjonen og det er mulig at disse overstyrer noe av innfestingsstivhetens effekt. Samtidig viser mobilitetsmålingene, som er uavhengige av rommodene, at veggens egenfrekvenser forblir uendrede med stivere vegginnfesting. Det er dermed fullt mulig at innfestingens innvirkning på lydisolasjonen ikke er større, uavhengig av rommodenes påvirkning.

Rommodenes innvirkning på lydtransmisjonen kan også være en mulig årsak til beregningsavvikene ved 44 og 73 Hz for M5 for vegg 2 fra 2014, som vist i figur 96 på side 107. Toppen ved 44 Hz ligger rett ved modene f_{200} og f_{001} i mottakerrommet, mens f_{121} ligger nær 73 Hz-toppen. Det kan være at rommene kobler ved disse frekvensene og at koblingen ikke er tilstrekkelig representert i modellen.

For alle de tre modellerte veggene ser admittansen ut til å være mer sensitiv for endringer i veggparametrene enn lydtrykksnivået i både sender- og mottakerrommet. Dette skyldes nok at lydtransmisjonen i stor grad er styrt av rommodene, som dermed delvis overstyrer de ulike parametrenes innvirkning på veggens lydegenskaper. Dette er også kort diskutert

for figur 11 på side 19. Rommodenes og egenfrekvensenes innvirkning er også diskutert for målingene i kapittel 4.

Utslaget av endre stivheten i vegginnfestingen for de modellerte veggene begrenser seg til frekvensene opp til omtrent 40 Hz, blant annet vist for vegg 1 fra 2013 i figur 61 på side 72. Tilsvarende viser seg også for vegg 2 fra 2014, vist for admittans med flatefjær og fast innspenning i figur 94 på side 105. En mulig årsak kan være at hele veggen beveger seg som et stempel ved lavere frekvenser og at overgangen skjer rundt 30-40 Hz.

Med endret innfestingsstivhet påvirkes veggens effektive bøyestivhet mens massen er uforandret og en annen mulighet er at lydtransmisjonen går fra å være stivhet- til massestyrt ved denne frekvensen.

En sammenlikning av målt admittans midt på veggen og langs veggranden for vegg 1 fra 2014 viser at veggen beveger seg uniformt i frekvensene opp til omtrent 30 Hz, mens det ser ut til at bevegelsen er mindre ved villene enn midt på vegg høyden i de fleste av frekvensene over dette. Dette er vist i figur 14 på side 22. Dermed er det ikke en overgang fra stempelbevegelse til veggdeformasjoner ved 40 Hz.

Denne målte overgangen sammenfaller med tredje egenfrekvens fra mobilitetsmålingene i kapittel 4, og sammenlikningen med de analytiske formlene for lydisolasjon i kapittel 5.13 viser at disse passer ganske bra dersom overgangen fra stivhet- til massestyrt område legges til veggens høyeste egenfrekvens, f_4 . Denne egenfrekvensen ligger ved 35 Hz og er altså ganske nær overgangen ved 40 Hz i beregningene. Det er dermed ikke utenkelig at det dette som viser seg i beregningene.

For kledningsinnfestingen gir endret fjærstivhet utslag i hele frekvensområdet, vist i figur 63 på side 75. Ved å endre fjærstivheten mellom kledningen og bindingsverket forandres både koblingsstivheten og samvirket mellom veggside, og dermed også veggens bøyestivhet. Slik sett er det ikke unaturlig at vegginnfestingen begrenser seg til et lavfrekvent område, mens kledningsinnfestingen også påvirker høyere opp i frekvens.

Dempning

For vegg 1 fra 2013 gir en reduksjon fra 10 % til 1 % i koblingsdempningen mellom kledning og stender og i materialenes interndempning kun utslag i frekvensene over 30 Hz, som vist i figur 56 på side 66. Dette stemmer med klassisk teori for veggens lydisolasjon hvor dempningen først slår inn i høyfrekvent transmisjon.

En videre økning fra 10 % til 70 % i kledningsinnfestingens dempning har derimot størst innvirkning under 40-50 Hz. Dette er vist i figur 68 på side 80 og i figur 69 på side 81. Grunnen til dette er at verdien på 10 % allerede er ganske lav, slik at en reduksjon til 1 % ikke slår ut ved de laveste frekvensene. I tillegg til den resonante oppførselen ved høyere frekvenser slår den mer drastiske endringen med en økning til 70 % kraftig ut ved systemets egenfrekvenser i det lavfrekvente området. Siden veggoppførselen i stor grad påvirkes av egenfrekvensene i denne frekvensregionen er det naturlig at den økte dempningen gir stort utslag også der.

En konstant dempning er mest sannsynlig en overforenkling og det ser ut til at dempningen antakelig burde være frekvensavhengig med større tapsfaktor i de høyere frekvensene. Dette observeres også for panelets innfestingsdempning i figur 98 på side 109.

6 Feilkilder

6.1 Målinger

Det er en del kalibreringsavvik for mikrofonene, som forklart på side 16, og på grunn av dette er aritmetisk middel brukt istedenfor energimiddel slik at ekstremalene ikke påvirker gjennomsnittsverdiene like mye. Denne midlingen gjør at måleresultatene til NGI og SINTEF, vist i figur 130 på side 145, ikke er helt sammenliknbare. Det har ikke lyktes å finne årsaken til avvikene.

Ved så lave frekvenser som det er målt for i dette arbeidet er det store romlige variasjoner i lydtrykket. Dette gjør at mikrofonenes plassering i rommet påvirker hvilke lydtrykksnivået som måles. Det kunne derfor med fordel ha vært flere mikrofonplasseringer for målingene, selv om de viktigste plasseringene er med i måleoppsettet.

Signal-støy-forholdet i figur 8 på side 16 viser at bakgrunnsstøy ikke er noe problem for lydtrykket i frekvensene over 14 Hz. Det er derimot ikke gjort målinger av bakgrunnsstøy for akselerometrene. Med annen pågående aktivitet i laboratoriehallen samtidig med målingene er bakgrunnsvibrasjoner en potensiell feilkilde. Men, lydlaboratoriet er vibrasjonsisolert med fjærer og eventuelle vibrasjoner fra annen aktivitet i hallen burde være små sammenliknet med de lydinduserte vibrasjonene.

Akselerometre A5-A13 er montert ved hjelp av en aluminiumsplate som er limt fast på veggen, som forklart på side 17. Dermed kan dette virke som et masse-fjær-masse-fjær-system med akselerometeret og monteringsplaten som masser. Lim- og vokslaget mellom henholdsvis vegg og monteringsplate og mellom monteringsplaten og akselerometeret er svært tynne. Dermed er nok disse lagenes fjæringseffekt av mindre viktighet i det lavfrekvente området som er av interesse. Akselerometeret er dessuten også skrudd til monteringsplaten for å sikre en stivest mulig kobling mellom disse.



Figur 131: Dårlig tilpassing og manglende innfesting av stender over vinduskarm.

Akselerometertyngden er også en mulig større feilkilde. Med en masse på 210 g for A5-A13 gir dette en viss ekstralast på veggkonstruksjonen, men det gir nok størst utslag på stendermålingen i kapittel 4.5.

For lette konstruksjoner er utførelsen en viktig faktor som kan gi stort utslag i lydegenskapene. Ved demonteringen av veggkonstruksjonen ser det ut til at utførelsen bærer preg av unøyaktigheter, eksemplifisert med dårlig tilpassing og innfesting av stender mot vinduskarm i figur 131. Dette er ikke en måleteknisk feil, men det gir problemer med forsøkenes repeterbarhet. Det gjør også at veggens oppførsel er mer uforutsigbar og vanskeligere å modellere fordi det er større usikkerhet rundt hvilke antakelser som bør legges til grunn.

6.2 FEM

Det er brukt heterogene materialer i modellen og en viktig forenkling i både dette og NGIs (2013b) tidligere arbeid er at treverket er antatt isotropt. I virkeligheten er det stor forskjell i treverkets elastisitetsmodul normalt og parallelt med fiberretningen. For gran oppgir for eksempel Byggforsk (1996) en elastisitetsmodul parallelt med fiberretningen som er en faktor 22 ganger større enn normalt på fiberne.

Byggforsk (1996) oppgir også en forenklet elastisitetsmodul for gran og furu samlet, som er uavhengig av vinkelen mellom fiberretningen og den påførte kraften. Denne stivheten gis som 7-12 GPa, og er brukt som utgangspunkt i tabell 5. Stenderens målte mobilitet viser også en elastisitetsmodul på 7-8 GPa.

Forenklingen ved å utelate treverkets anisotropi vil antakelig påvirke beregningsresultatene, men i hvor stor grad er vanskelig å vurdere. Den modellerte flatefjæren mellom stender og kledning vil også kunne kompensere for noen av disse avvikene.

Det er brukt flatefjærer for både veggkonstruksjonens innfesting i laboratoriet og kledningsinnfestingene. Dette er en forenkling der skruenes innfesting er jevnt fordelt over en hel flate. En annen mulighet kunne vært å modellere hver enkelt skrue som en fjær, men dette ville krevd et mye finere gitter for å diskretisere konstruksjonen og følgelig krevd mer regnekraft. Det er også friksjon i kontaktflaten der hvor det ikke er skruer og denne vil også måtte inkluderes dersom skruene modelleres eksplisitt.

Å definere normal og tangentiell fjærstivhet som henholdsvis $1/1000$ og $1/10$ av en overordnet verdi er basert på en tidligere antakelse som viser godt samsvar for NGI (2013b) og er brukt videre for ikke å få for mange parametre i studiet. Dette er en forenkling som er nødvendig for å redusere antall beregninger.

I de modellerte flatefjærene er friksjon lagt inn som hysterese-dempning. Alle materialparametre, fjærstivheter og dempninger er modellert som frekvensuavhengige. Dette helt klart en forenkling. Det er for eksempel vanlig å bruke en frekvensavhengig dempning som øker med frekvens. Det er ville imidlertid vært veldig arbeidskrevende å prøve å tilpasse en slik dempning for koblingene og materialene. Både ISO 15712 (2005) og Craik (1996) oppgir frekvensavhengige dempningsfaktorer, men disse er totaldempningen for et helt system og gir ikke koblings- eller materialdempning eksplisitt.

Modellgeometrien er også noe forenklet. For vegg 5 i kapittel 5.11 er tynnplateprofilene modellert som massive tverrsnitt med en ekvivalent densitet og elastisitetsmodul. Dette er gjort fordi platetykkelsen ville resultert i svært små elementer ved diskretiseringen. Den ekvivalente elastisitetsmodulen er funnet ved å sette maksimal utbøyning ved en punktkraft lik for en massiv bjelke og det faktiske tverrsnittet. Dette er gjort for bøyning ut av veggplanet og med ulikt treghetsmoment normalt og parallelt med veggplanet ville den ekvivalente elastisitetsmodulen blitt anderledes dersom den ble funnet for bøyning i veggplanet. Å bruke plateelementer er et annet alternativ til å modellere tverrsnittet som massivt. Med plateelementer kan tynnplateprofilens faktiske tverrsnitt modelleres og man unngår å måtte bruke ekvivalent masse og stivhet. Profilets varierende stivhet avhengig av bøyeretning kommer også med i modellen dersom det brukes plateelementer.

Trepanelet på veggens mottakerside er modellert som én plate med samme stivhet i alle retninger for veggene i kapittel 5.10 og 5.11. Dette er en forenkling med bakgrunn i at stivhetsreduksjonen som følge av panelbordskjøtene med not og fjær er ukjent. Disse kjøtene er forsøkt modellert som frie og med fritt opplegg, men dette har gitt dårligere

samsvar med målingene. En annen mulighet er å modellere panelet som én plate med ulik stivhet høyde- og bredderetning, men også dette krever mye merarbeid for å finne et passende stivhetsforhold i de to retningene.

I måleserien gjennomført i 2013 ble det ikke brukt randakselerometre. Modellen for vegg 1 fra 2013 i kapittel 5.9 er dermed tilpasset uten å vite hvordan veggen beveger seg ved innfestingen til laboratoriet og det kan være at modellparametrene er basert på for få målepunkter.

Høytaleren er modellert som en plan bølgeavstråler. Ved de lave frekvensene som er brukt kunne nok en kule- eller punktkilde være vel så bra. Å anta plane bølger ved så lave frekvenser er nok en litt grov tilnærming, men samtidig ser lydfeltet i senderrommet ut til å passe bra med målingene ut fra samsvaret for lydtrykksnivåene i mikrofonene M5 og M6.

Den modellerte lydkilden med avstrålt lydtrykk på 1 Pa ved flaten for alle frekvenser gjør at det ikke er mulig å sammenlikne beregninger og målinger absoluttnivåer og alle størrelser er derfor sammenliknet relativt til lydtrykket ved hjørnemikrofonen i senderrommet. Ved å gjøre dette legges en lineær oppførsel for både lydtrykket og strukturmeknikken til grunn. Med de aktuelle lydtrykksnivåene er det en problemfri tilnærming for lydtrykket og det antas også å gi minimale feil for strukturmeknikken siden tøyningene er veldig små.

Ved å sammenlikne relative størrelser har man kun kontroll på forholdet mellom verdiene, og ikke absoluttverdiene, i de ulike målepunktene. Det er dermed ikke gitt at det faktiske lyd- og vibrasjonsfeltet er riktig selv om det stemmer overens når det gis relativt til lydtrykket ved hjørnet i senderrommet.

En annen mulighet kunne være å legge inn høytalerens effekt eller avstrålte lydtrykk i hver enkelt frekvens, men dette ville krevd en svært tidkrevende dokumentasjon av høytalerens oppførsel. Høytalerens direktivitet og frekvensrespons må måles i frittfelt, noe som vanskelig lar seg gjøre uten et ekkofritt rom.

7 Oppsummering og konklusjon

Laboratoriemålinger av åtte ulike veggkonstruksjoner viser at den målte lydisolasjonen i stor grad styres av laboratoriets rommoder, med klare dykk i isolasjonen som sammenfaller med beregnede rommoder. Ved å sammenlikne lydisolasjonen med veggens målte egenfrekvenser er det tydelig at også disse styrer transmisjonen i veggens ikke-resonante frekvensområde, noe som passer bra med en dobbeltveggs typiske frekvensforløp i litteraturen, skissert i figur 2 på side 3. Tilfeller hvor veggens egenfrekvenser sammenfaller med rommodene viser at svekkelsen i lydisolasjonen blir større når disse kobler. Dette samsvarer med funn gjort av blant annet Fahy og Gardonio (2007), Maluski og Gibbs (2000) og Mullholland og Lyon (1972).

Lydisolasjonen til veggkonstruksjoner med påførede tynnplateprofiler med åpent tverrsnitt viser at disse ikke gir økt lydisolasjon i stivhetsstyrt område, hverken med vertikalt eller horisontalt monterte profiler. Manglende torsjonsstivhet som følge av det åpne tverrsnittet er mest sannsynlig årsaken til dette. Med liggende profiler blir den stivhetsstyrte isolasjonen dårligere, mens den er uendret med stående profiler.

Sammenlikninger mellom veggene med tynnplateprofiler og en vegg med akustikkprofiler viser at disse gir tilsvarende svekkelse i koblingsstivheten mellom veggene. Dette viser seg både i lydisolasjonen i frekvensene over stivhetsstyrt område og i veggadmittansen. Med disse profilene er lydisolasjonen lik i frekvensene opp til 50 Hz-båndet, mens tynnplateprofilen faktisk gir større reduksjon i frekvensene over dette.

Veggens hulromsresonanser viser seg ikke tydelig ved enkeltfrekvenser i veggens målte lydisolasjon. Mye tyder at disse virker over et bredere frekvensområde, blant annet kan effekten overstyres av rommodene.

Målinger med tre ulike vinduer i samme veggkonstruksjon viser at vinduet har stor innvirkning på veggens lydisolasjon i hele det målte frekvensområdet.

Impulsresponsen til en stender i bindingsverket viser at disse oppfører seg som fritt opplagte når veggkledningen ikke er montert. Sammenlikning av veggadmittansen tyder på at dette også er tilfellet med kledningen montert for flere av frekvensene over 30 Hz. I frekvensene under 30 Hz ser veggene ut til å bevege seg som et stempel.

Overensstemmelsen mellom målingene og beregningene med elementmetodemodellen i COMSOL er ganske god og viser at veggene lar seg modellere numerisk.

I NGIs (2013b) tidligere arbeider er vegginnfestingen modellert som fritt opplegg. Modellen passer imidlertid noe bedre dersom innfestingen representeres med en tredimensjonal flatefjær. Dette gjelder særlig admittansen.

Modellen gir bra samsvar selv om treverket er angitt til å være isotropt og antakelig er det de modellerte koblingsfjærene kompenserer for dette. Å tilnærme tynnplateprofilene som massive tverrsnitt med en ekvivalent masse og stivhet viser seg også å gi godt samsvar med målingene. Tilsvarende viser det seg at å forenkle trepanelet på veggens mottakerside som en isotrop plate istedenfor panelbord med fritt opplegg eller frie ender ved not og fjær gir best overensstemmelse med målingene. For å få admittansnivåer i riktig størrelsesorden må panelranden langs veggperimeteren modelleres som fritt opplegg i tillegg til panelets fjærinnfesting til bindingsverket.

Samsvaret mellom målingene og beregningene viser at COMSOL kan brukes for en overordnet vurdering av veggens lydisolasjon og lydinduserte vibrasjoner, men da helst i smalband fordi overdrevne toppe og dykk slår kraftig ut i 1/3-oktaver. COMSOL kan dermed

brukes for tidlige vurderinger og utvelgelse blant flere ulike tiltak før fullskalamålinger. En sammenlikning med de analytiske formlene til White og Powell (1966) og Sharp (1978) viser også at også disse gir et ganske godt overordnet bilde på lydisolasjonen.

8 Videre arbeid

To av de største forenklingene i beregningsmodellene er bruken av fjærer for å representere koblingene og at treverket er antatt isotropt. De frekvensuavhengige dempningene og fjærstivhetene er også tildels grove forenklinger. For videre modelleringsarbeid burde treverket modelleres som anisotropt, men da må også konstruksjonsdelenes fiberretning legges inn i modellen. Et naturlig utgangspunkt for frekvensavhengig fjærstivhet og dempning er å anta at disse øker med frekvens. Dersom materialenes interndempning beholdes frekvensuavhengig kan disse trekkes fra dempningsuttrykket i ISO 15712 (2005) for å finne en tilnærming for koblingsdempningene.

Skrueinnfestingene er modellert som flatefjærer og kanskje skulle hver skrue vært modellert som separate fjærer ved de lave frekvensene, jamfør likning 5 på side 5. Å modellere hver skrue som flatefjær vil imidlertid gi et veldig fint gitter. Derfor kan noen bedre formulering av opplagringen være punktfjærer, men det er usikkert hvordan dette kan implementeres i COMSOL.

Trepanelet på veggens mottakerside er forenklet som en isotrop plate. En annen mulighet er å modellere panelet som en plate med ulik stivhet høyde- og bredderetning, men dette vil kreve en del ekstra arbeid for å finne et passende stivhetsforhold i de to retningene.

Tynnplateprofilene i vegg 4-8 ser ikke ut til å gi den tiltenkte stivhetsøkningen og dette kan skyldes manglende torsjonsstivhet for det åpne tverrsnittet. Et annet alternativ er å gjøre nye målinger hvor det er brukt et lukket tverrsnitt isteden. Det åpne tverrsnittet ser ut til å gi stor svekkelse i koblingsstivhetene mellom veggssidene. Et lukket tverrsnitt vil antakelig gi stivere oppførsel og dermed være et bedre alternativ i lave frekvenser hvor veggstivheten styrer transmisjonen, mens det kanskje er et dårligere alternativ i frekvensene over det stivhetsstyrte området.

Referanser

- António, J., Tadeu, A. og Godinho, L. (2003), ‘Analytical evaluation of the acoustic insulation provided by double infinite walls’, *Journal of Sound and Vibration* **263**, 113–129.
- Barron, R. (2001), *Industrial Noise Control and Acoustics*, Marcel Dekker, Inc.
- Beranek, L. (1960), *Noise Reduction: Prepared for a special summer program at The Massachusetts Institute of Technology*, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- Beranek, L. og Work, G. A. (1949), ‘Sound transmission through multiple structures containing flexible blankets’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **21**, 419–428.
- Bies, D. og Hansen, C. (2003), *Engineering Noise Control. Theory and Practice*, Spoon Press.
- Bradley, J. S. og Birta, J. A. (2001), A simple model of the sound insulation of gypsum board on resilient supports, Technical report, National Research Council Canada.
- Brekke, A. (2013), Reduksjon av støy og vibrasjoner i boliger fra militære fly. konklusjoner etter måleserier av forenklet konstruksjon i lab, Technical report, Brekke & Strand Akustikk AS.
- Broch, J. T. (1984), *Mechanical Vibration and Shock Measurements*, Brüel & Kjær.
- Brownian noise* (2014).
URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Brownian_noise
- Byggforsk, S. (1996), 573.420 lyddata for materialer og konstruksjoner, Technical report, SINTEF Byggforsk.
- Byggforsk, S. (1998), 527.300 romakustikk, Technical report, SINTEF Byggforsk.
- Byggforsk, S. (2003), 573.430 materialdata for vandamptransport, Technical report, SINTEF Byggforsk.
- COMSOL (2012a), *COMSOL Multiphysics Reference Guide Version 4.3*, COMSOL.
- COMSOL (2012b), *COMSOL Multiphysics User’s Guide Version 4.3*, COMSOL.
- COMSOL (2013), *Acoustic Module User’s Guide Version 4.3b*, COMSOL.
- Craik, R. (1996), *Sound transmission through buildings using statistical energy analysis*, Gower Publishing Limited.
- Cremer, L., Heckl, M. og Petersson, B. (2005), *Structure-Borne Sound*, Springer-Verlag.
- Davy, J. L. (2010), ‘The improvement of a simple theoretical model for the prediction of the sound insulation of double leaf walls’, *Journal of the Acoustical Society of America* **127**, 841–849.
- Doi, T. og Kaku, J. (2010), Investigation on sound insulation of buildings to low frequency sound, in ‘InterNoise10’.
- Edwardsen, K. I. og Ramstad, T. (2010), *Håndbok 53 Trehus*, SINTEF Byggforsk.

- Fahy, F. (2001), *Foundations of Engineering Acoustics*, Elsevier Academic Press.
- Fahy, F. og Gardonio, P. (2007), *Sound and Structural Vibration, Second Edition*, Elsevier Academic Press.
- Forssén, J., Kropp, W., Brunskog, J., Ljunggren, S., Bard, D., Sandberg, G., Ljunggren, F., Ågren, A., Hallström, O., Dybro, H., Larsson, K., Tillberg, K., Jarnerö, K., Sjökvist, L.-G., Östman, B., Haberg, K., Blomsvik, A., Olsson, A., Ekstrand, C.-G. og Johansson, M. (2008), Acoustics in wooden buildings. state of the art 2008. sp report 2008:16. vinnova project 2007-01653, Technical report, SP Träteknik.
- Grey noise* (2014).
URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Grey_noise
- Guigou-Carter, C., Foret, R., Igeleke, A. og Bailhache, S. (2012), ‘Characterization of metallic studs used in gypsum board single frame walls’, *Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference* pp. 3087–3092.
- Irgens, F. (2008), *Formelsamling mekanikk*, 3. utgave edn, Tapir akademiske forlag.
- ISO 15712-1:2005(E): Building acoustics – Estimation of acoustic performance of buildings from the performance of elements – Part 1: Airborne sound insulation between rooms* (2005).
- Kang, Y. J. og Bolton, J. S. (1996), ‘A finite element model for sound transmission through foam-lined double-panel structures’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **99**, 2755–2765.
- Kleiner, M. (2011), *Audio Technology And Acoustics*, J. Ross Publishing.
- Larson, M. G. og Bengzon, F. (2013), *The Finite Element Method: Theory, Implementation and Applications*, Springer.
- Lin, G.-F. og Garrelick, J. M. (1976), ‘Sound transmission through periodically framed parallel plates’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **61**, 1014–1018.
- London, A. (1950), ‘Transmission of reverberant sound through double walls’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **22**, 270–279.
- Løvholt, F., Madshus, C. og Norén-Cosgriff, K. (2011), ‘Analysis of low frequency sound and sound induced vibration in a norwegian wooden building’, *Noise Control Engineering Journal* **59**, 383–396.
- Løvholt, F., Norén-Cosgriff, K., Madshus, C. og Brekke, A. (2013), On the low frequency sound transmission and induced vibration from aircrafts, *in* ‘Internoise 2013’.
- Lyon, R. H. (1963), ‘Noise reduction of rectangular enclosures with one flexible wall’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **35**, 1791–1797.
- Maluski, S. P. S. og Gibbs, B. M. (2000), ‘Application of a finite-element model to low-frequency sound insulation in dwellings’, *The Journal of the Acoustical Society of America* **108**, 1741–1751.

- Mullholland, K. A. og Lyon, R. (1972), 'Sound insulation at low frequencies', *The Journal of the Acoustical Society of America* **54**, 867–878.
- Mullholland, K. A., Parbrook, H. D. og Cummings, A. (1967), 'The transmission loss of double panels', *Journal of Sound and Vibration* **6**, 324–334.
- NGI (2013a), Tiltak mot lavfrekvent lydgjennomgang og vibrasjoner i vegger. målinger og beregninger av lavfrekvent lydgjennomgang gjennom vegger. ngi rapport 20130453-01-r. vedlegg a -laboratoriemåling av lydgjennomgang i vegger ved sintef byggforsk 2013., Technical report, NGI.
- NGI (2013b), Tiltak mot lavfrekvent lydgjennomgang og vibrasjoner i vegger. målinger og beregninger av lavfrekvent lydgjennomgang gjennom vegger. ngi rapport 20130453-01-r. vedlegg b - numerisk beregning av lavfrekvent lydgjennomgang i vegger., Technical report, NGI.
- NGI (2013c), Tiltak mot lavfrekvent lydgjennomgang og vibrasjoner i vegger. målinger og beregninger av lavfrekvent lydgjennomgang gjennom vegger. ngi rapport 20130453-01-r., Technical report, NGI.
- NS 8176E Vibration and shock - Measurement of vibration in buildings from landbased transport and guidance to evaluation of its effects on human beings* (2005).
- Petyt, M. (2010), *Introduction to Finite Element Vibration Analysis. Second Edition*, Cambridge University Press.
- Remillieux, M. C., Burdisso, R. A. og Reichard, G. (2009), 'Transmission of sonic booms into a rectangular room with a plaster-wood wall using a modal - interaction model', *Journal of Sound and Vibration* **327**, 529–556.
- Sharp, B. H. (1978), 'Prediction methods for the sound transmission of building elements', *Noise Control Engineering Journal* **11**, 53–63.
- Sharp, B. H. (2007), 'Prediction methods for the sound transmission loss of building structures'.
- Tadeu, A., António, J. og Mateus, D. (2004), 'Sound insulation provided by single and double panel walls - a comparison of analytical solutions versus experimental results', *Applied Acoustics* **65**, 15–29.
- Vigran, T. E. (2002), *Bygningsakustikk - et grunnlag*, Tapir akademiske forlag.
- Vigran, T. E. (2008), *Building Acoustics*, Taylor & Francis.
- Vigran, T. E. (2009), Sound transmission in multilayered structures - introducing finite structural connections in the transfer matrix method, in 'Euronoise 2009'.
- White, P. og Powell, A. (1966), 'Transmission of random sound and vibration through a rectangular double wall', *The Journal of the Acoustical Society of America* **40**, 821–832.
- Williams, E. (1999), *Fourier Acoustics. Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography*, Academic Press.

Vedlegg A: Oppgavetekst

Masteroppgave Ståle Ellingsen

Faglærer NTNU, prof. II: Anders.homb@ntnu.no

Veileder: Finn Løvholt, NGI: finn.lovholt@ngi.no tlf: 95793100

Numerisk beregning av lavfrekvent lydtransmisjon gjennom vegger. Sammenlikning av måledata og beregninger.






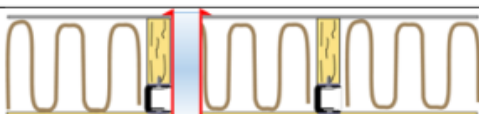

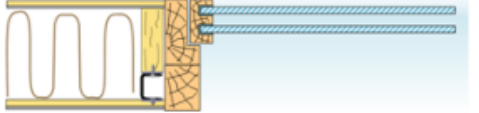
Lavfrekvent lyd fra kampfly, militære øvelser og sprengninger brer seg effektivt utover og kan oppfattes langt fra kilden. Når lyden treffer bygninger, vil den i tillegg til å generere innendørs støy, også gi opphav til at gulv, vegger og tak vibrerer og dessuten til skrangle- og knirkelyder ("rattling"). For typiske norske trehus viser det seg at det er lydens direktevirkning på bygget som er den dominerende årsaken til vibrasjon av gulvene i bygningen, og at virkningsmekanismen er at det innvendige lavfrekvente lydtrykket er drivkraften for gulvvibrasjonen. Tiltak som reduserer den lavfrekvente lyden innendørs vil derfor også redusere både lavfrekvent innendørs lyd og gulvvibrasjoner.

Denne mastergraden vil ta for seg en numerisk modell for lydgjennomgang gjennom vegger for svært lave frekvenser, det vil si i frekvensområdet primært mellom 10 og 160 Hz. Det vil regnes på flere ulike vegger, med formål å tallfeste lydisolasjon for en standard vegg og minst en vegg som er designet for å gi forbedret lydisolasjon ved lave frekvenser. Den numeriske modellen Finite Element modellen i "Comsol Multiphysics" benyttes. I oppgaven skal det gjennomføres beregninger av lydgjennomgang av allerede utførte laboratorieundersøkelser av lyd og veggvibrasjoner ved SINTEF Byggforsk og eventuelt målinger som gjennomføres denne vinteren. Ved å benytte akustikkmodulen i Comsol beregnes lydfeltet i senderrom, mottakerrom, og hulrom. Videre beregnes veggvibrasjonene ved hjelp av strukturmekanikkmodulen i Comsol. Det er viktig at veggvibrasjonene og lydutbredelsen i modellen kobles to-veis, slik at lydtrykket setter veggen i vibrasjoner, og at vibrasjonene igjen avstråler lyden. Tidligere beregninger har vist at både sammenføyningene og innfestningen er spesielt viktige ved lave frekvenser. Et viktig moment i oppgaven vil derfor være å undersøke hvordan sammenføyningene mellom de ulike delene av veggen påvirker lydtransmisjonen. Et annet aspekt som bør belyses er effekten av innfestingen til veggen på lydgjennomgang ved lave frekvenser.

Det skal også gjennomføres en litteraturundersøkelse om lavfrekvent lydisolasjon og sammenstille dette. Beregningsresultatene skal vurderes i forhold til funn fra litteraturstudiet og hvis mulig i forhold til klassisk akustisk teori. Beregningsresultatene skal også analyseres i forhold til veggens oppbygging og ulike konstruktive tiltak.

Det planlegges også ytterligere lydtransmisjonsmålinger ved SINTEF Byggforsk i 2014. Dersom målingene finner sted tidlig nok er det ønskelig at kandidaten er med ved målingene og gjennomfører beregninger i tilknytning til dette.

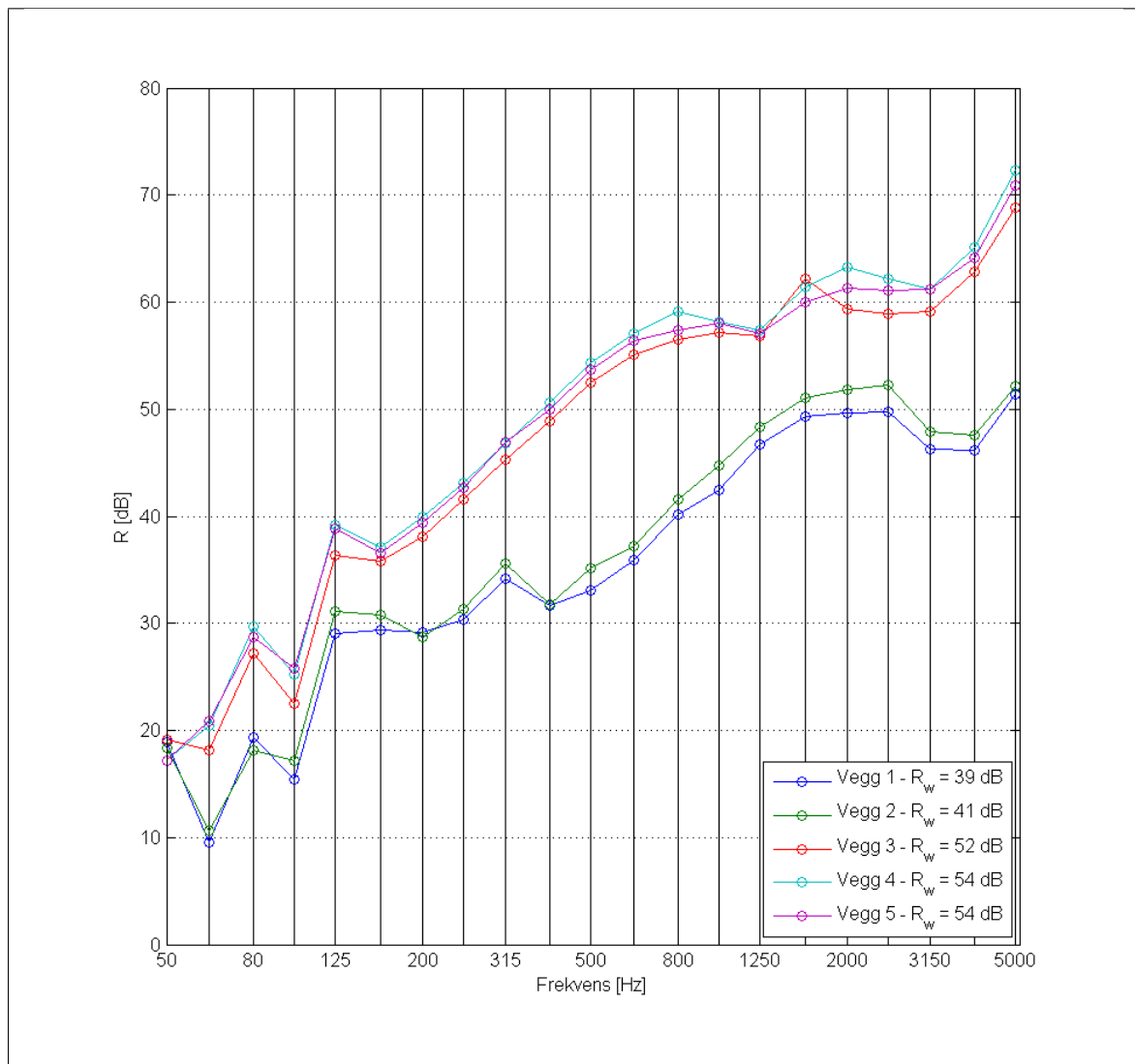
Vedlegg B: Målte veggkonstruksjoner 2013

Vegg	Beskrivelse	
1	Standardvegg: 48x 148 stendere, isolert med 150 mm Glava, 13 mm gips på innsiden, 9 mm gips/GU utvendig.	
2	Som vegg 1 men med klaffventil 15 x 15 mm (lukket ved målingene som presenteres i dette vedlegg)	
3	Som vegg 1, men med isolerglassvindu (4-12-4) med karm mål 1190 x 1190 mm.	
4	Forbedret vegg: 48x 148 stendere + 50 x 100 mm tynnplateprofiler i stål skrudd til trestenderne, isolert med 100 +150 mm Glava, 13 mm gips på innsiden, 22 mm kryssfiner skrudd til stålprofilene på utsiden, 9 mm gips/GU utvendig.	
5	Som vegg 4 men med liming (i tillegg til skruing) av tynnplateprofiler til stendere og kryssfinerplater.	
6	Som vegg 5 men med en lydempet ventil i veggen med Ø 140 mm	
7	Som vegg 5 men med 15 mm trepanel på innsiden av innvendig gipsplate	
8	Som vegg 5, men med isolerglassvindu (4-12-4) med karm mål 1190 x 1190 mm.	

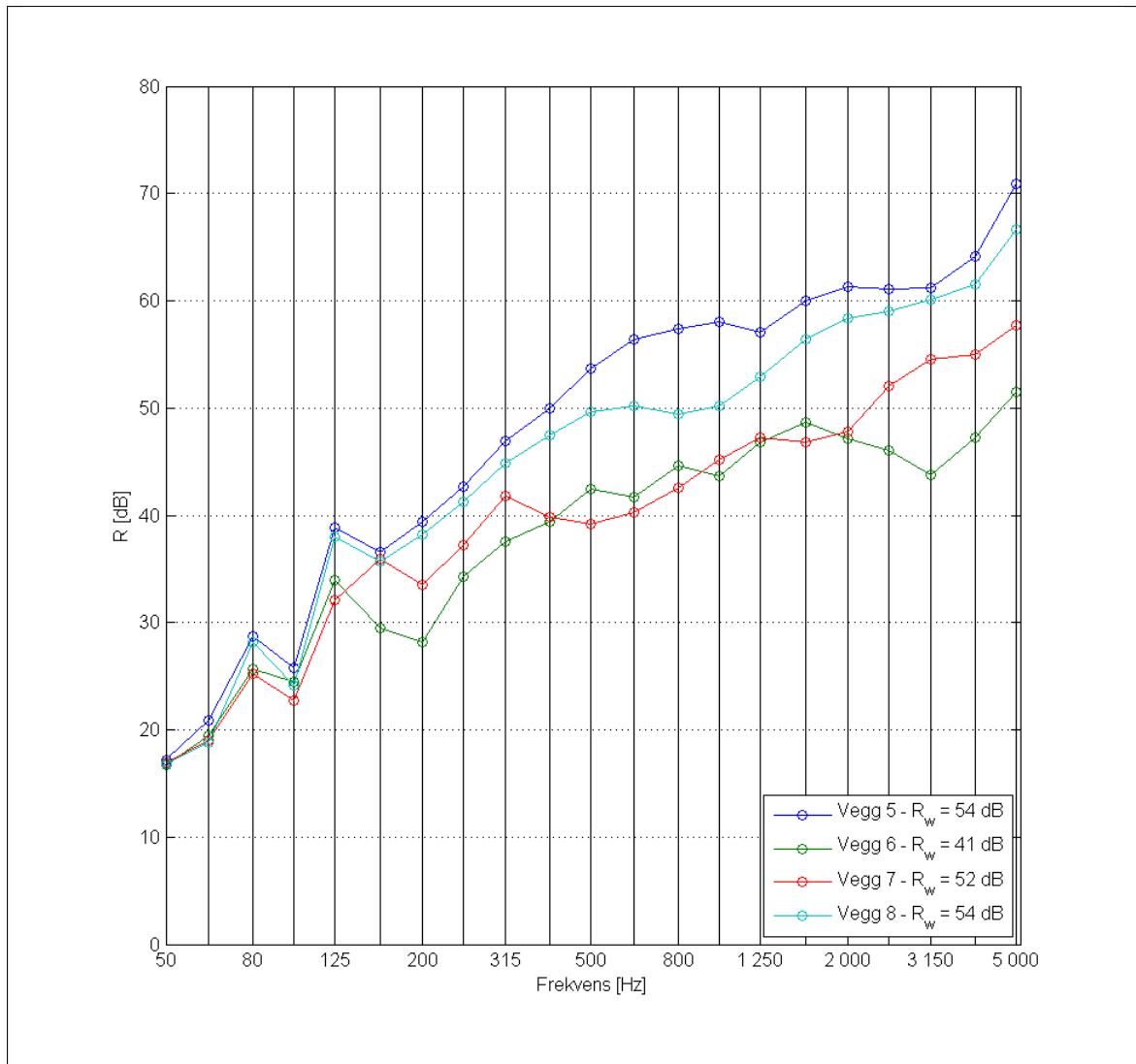
Vedlegg C: Utstyrliste

Akselerometer		Mikrofon					
A1	Kistler 8330A2.5 Sr.nr. 2021957	M1	Norsonic 1223 Sr.nr. 26273				
A2	Kistler 8330A2.5 Sr.nr. 2016453	M2	Norsonic 1223 Sr.nr. 26306				
A3	Kistler 8330A2.5 Sr.nr. 2021958	M3	Norsonic 1223 Sr.nr. 13618				
A4	Wilcoxon M768 Sr.nr. 504	M4	Norsonic 1223 Sr.nr. 26307				
A5	PCB 393 B12 Sr.nr. 10321	M5	B&K4193 Sr.nr. 1848779				
A6	PCB 393 B12 Sr.nr. 10325	M6	B&K4193 Sr.nr. 1848765				
A7	PCB 393 B12 Sr.nr. 10328	M7	B&K4193 Sr.nr. 1863900				
A8	PCB 393 B12 Sr.nr. 10324	<table border="1"> <thead> <tr> <th colspan="2">Impulshammer</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td colspan="2">PCP IMI 086C40 Sr.nr. 26368</td> </tr> </tbody> </table>		Impulshammer		PCP IMI 086C40 Sr.nr. 26368	
Impulshammer							
PCP IMI 086C40 Sr.nr. 26368							
A9	PCB 393 B12 Sr.nr. 10317						
A10	PCB 393 B12 Sr.nr. 10330						
A11	PCB 393 B12 Sr.nr. 10323						
A12	PCB 393 B13 Sr.nr. 10327						
A13	PCB 393 B13 Sr.nr. 10318						

Vedlegg D: SINTEFs målinger



Figur 132: Vegger uten vindu



Figur 133: Vegger med vindu

Vedlegg E: Gitterforfiningstest

I det følgende er det gitt en gjennomgang av resultatene fra gitterforfiningstesten i kapittel 5.8. Beregningene er gjort i frekvensområdet 10-160 Hz med et frekvenssteg på 15 Hz. Studiet er gjort ved å se på endringen i akselerasjonsnivåer og lydtrykk for tre elementnett med ulik oppløsning for monolittiske koblinger og seks elementnett med fjærer i koblingene. Modellens konvergens ved gitterforfiningen er vurdert ved å se på de beregnede lydtrykkenes og akselerasjonenes absoluttverdier i tillegg til å se på de to grovere gitterenes avvik fra den fineste oppløsningen. Det relative avviket er gitt i dB etter likningene:

$$\Delta L_a = 20 \log \left(\frac{|a_{\lambda/i}|}{|a_{\lambda/9}|} \right) \text{ [dB]} \text{ og } \Delta L_p = 20 \log \left(\frac{|p_{\lambda/i}|}{|p_{\lambda/9}|} \right) \text{ [dB]} \quad (65)$$

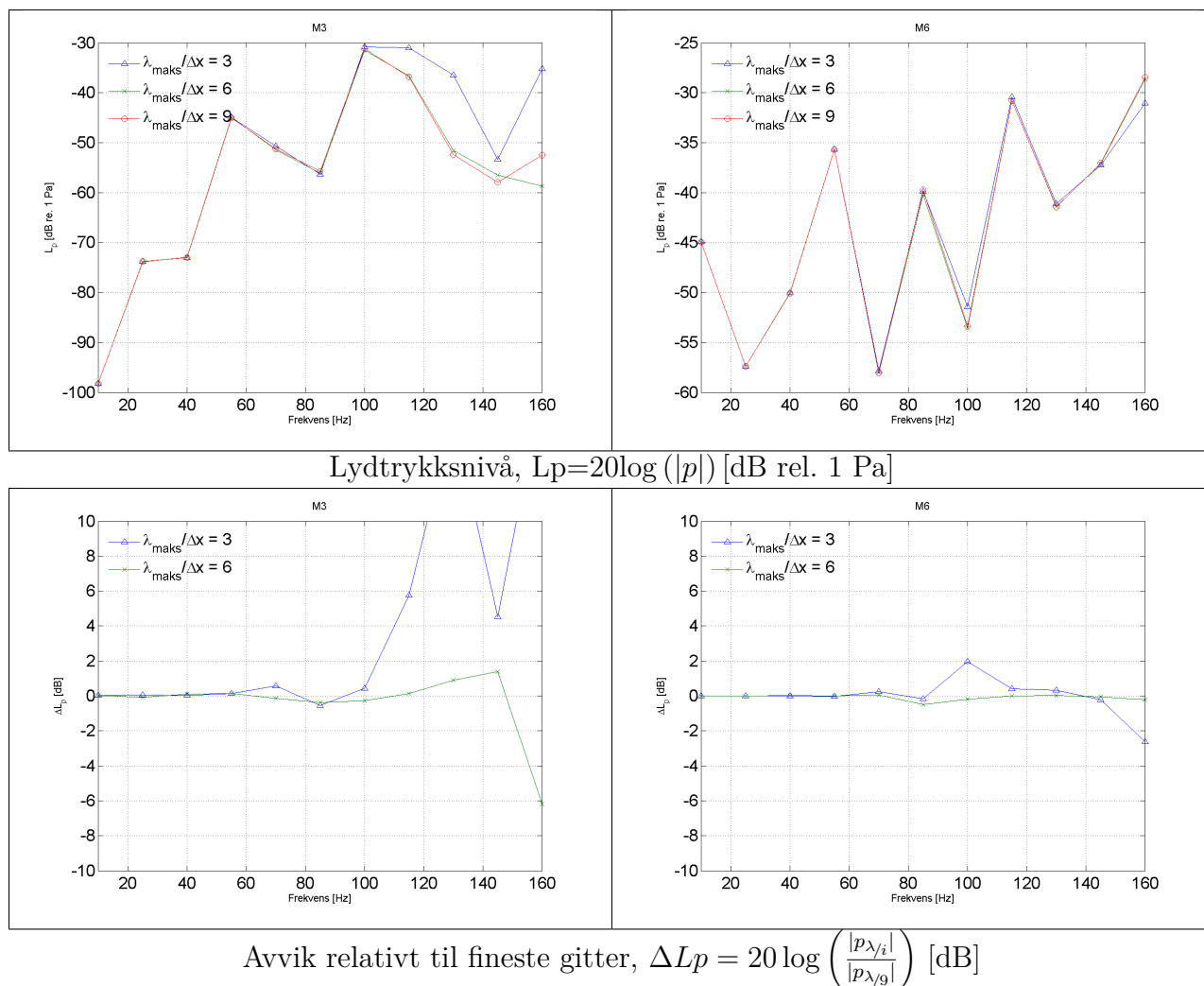
der i er mikrofon- eller akselerometernummer.

E.1 Monolittiske koblinger mellom gipsplate og stender

I figur 134 er beregningsresultater og relativt avvik vist for M6 i senderrommet og hjørnemikrofon M3 i mottakerrommet. Mikrofon- og akselerometerplassering er vist i figurer 7 på side 15 og 52 på side 62.

Nivåene i figur 134 viser at de tre elementnettene gir svært liten forskjell i lydtrykk for frekvenser under 100 Hz for de to mikrofonene. I dette frekvensområdet er avviket innenfor et intervall på ± 2 dB for alle mikrofoner, gitt digitalt i vedlegg G. For en elementoppløsning på $\Delta X_{max} = \lambda/6$ holder avviket seg innenfor ± 2 dB for ved alle beregningsfrekvenser for alle mikrofonene, med unntak av M3 hvor avviket er -6 dB ved 160 Hz. En forfining fra $\Delta X_{max} = \lambda/3$ til $\lambda/6$ reduserer avviket ved alle mikrofoner og for alle beregningsfrekvenser.

Forskjellene i konvergens for de ulike mikrofonene viser et interessant mønster; det er alltid best konvergens for mikrofonene M5 og M6 i senderrommet. Denne forskjellen er en indikasjon på at beregningsfeilen som introduseres ved diskretiseringen oppstår på veien mellom sender- og mottakerrom. Feilen skyldes med andre ord trolig strukturmeknikken og ikke lydtrykket. Dette virker også naturlig med tanke på at en høyere elementoppløsning er nødvendig for å diskretisere veggkonstruksjonens tynne plater.

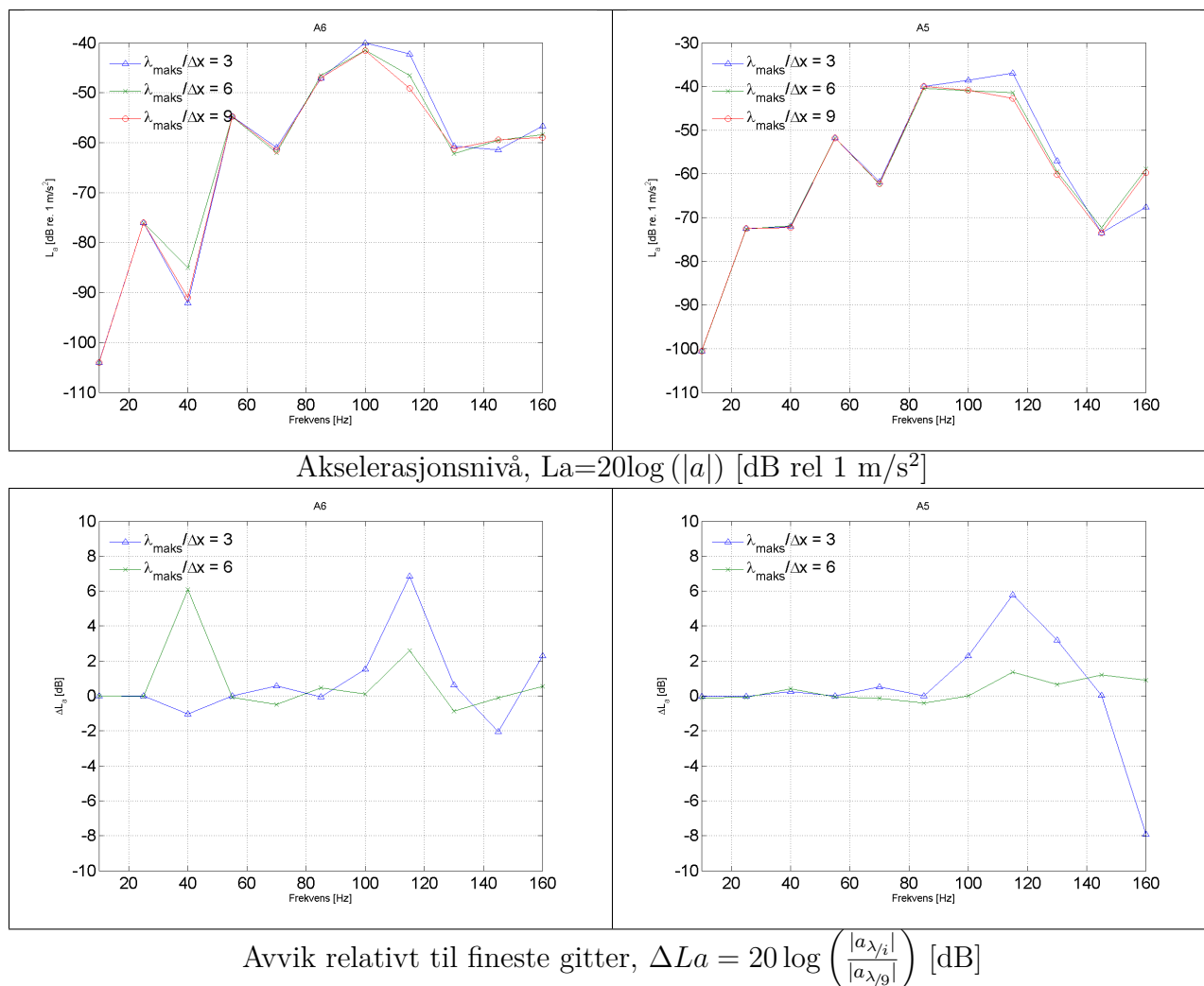


Figur 134: Konvergenstudium, stiv kobling mellom gips og stender, beregnet lydtrykk i mikrofon M3 og M6.

Figur 135 viser akselerasjon og relativt avvik for A5, plassert på stender, og A6, plassert over hulrom. Beregnede nivåer og avvik er vist for alle mikrofoner og akselerometre i vedlegg G.

De beregnede akselerasjonsnivåene i figur 135 gir vesentlig større avvik enn lydtrykksnivåene. Her er forskjellene mellom de ulike elementnettene stort sett relativt små for frekvenser opp til 85 Hz, med unntak av avvikstopper ved 40 Hz for A1, A6, A7 og A11. Som vist i figur 52 er disse akselerometrene plassert over det samme hulrommet, med A1 og A6 på mottakerside og A7 og A11 på senderside. Denne frekvensen tilsvarer et forholdsvis stort dykk i det beregnede akselerasjonsnivået, vist for A6.

For A6 er avviket ved 40 Hz større for $\Delta X_{max} = \lambda/6$ enn $\Delta X_{max} = \lambda/3$. Tilsvarende forhold finnes ved 40 Hz for A1 og A7, ved 100 Hz for A8 og ved 145 Hz for A9. Dette kan være et tegn på konvergensproblemer for strukturmeknikken, også indikert ved forskjellen i konvergens for mikrofonene på sender- og mottakerside av vegg. Men, selv om det er noe varierende avvik er det også viktig å poengtere at de beregnede absoluttnivåene for både lydtrykk og akselerasjon er rimelig konsistente.

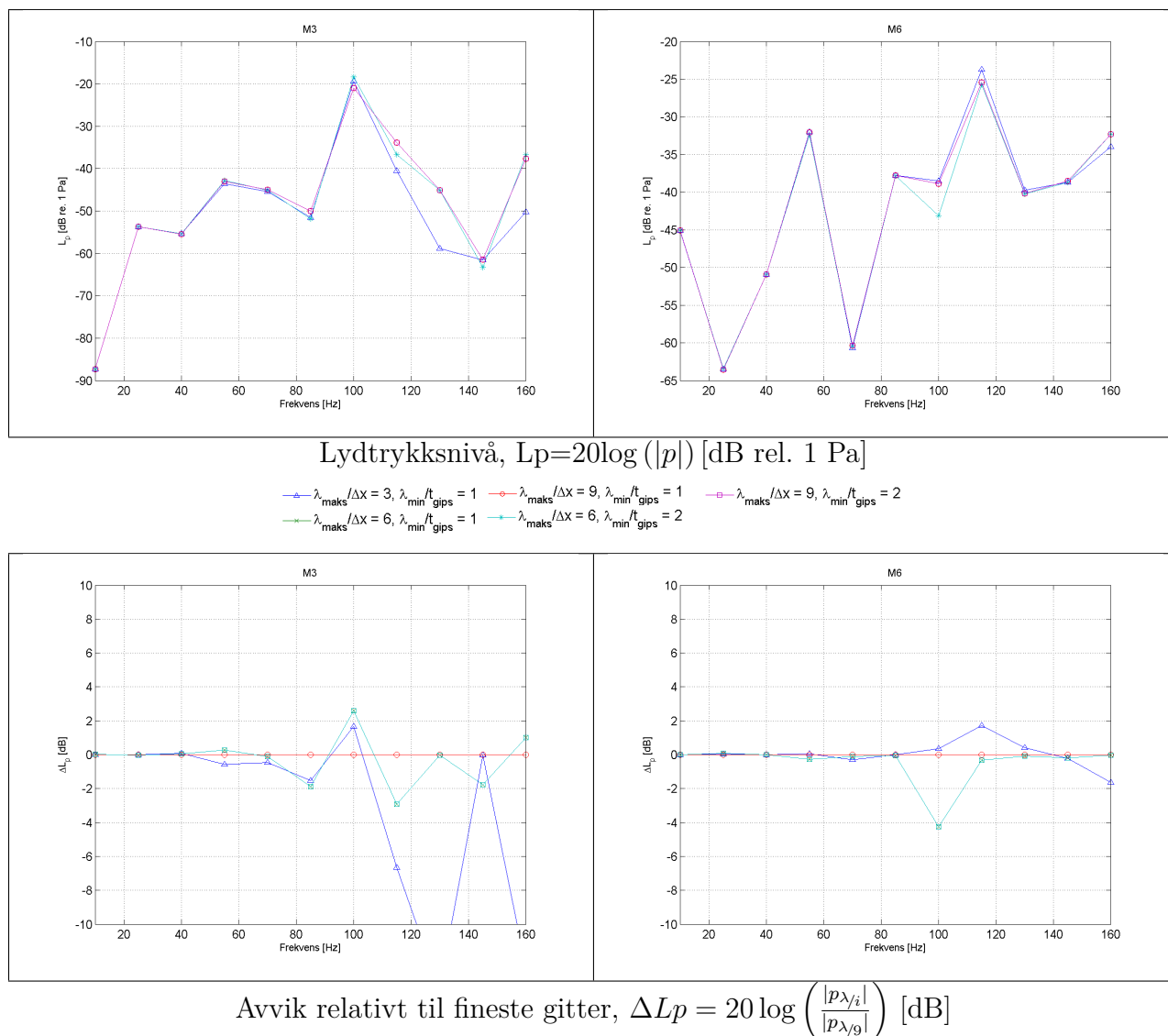


Figur 135: Konvergenstudium, stiv kobling mellom gips og stender, beregnet akselerasjon i A5 og A8.

E.2 Flatefjær i koblinger mellom gipsplate og stender

Det lagt inn flatefjærer i koblingen mellom plate og stender for å få en modell av veggkonstruksjonen som stemmer bedre med virkeligheten. Med disse flatefjærene er også elementoppløsningen på platekantene variert; det er gjort beregninger med minste elementstørrelse, ΔX_{min} , satt til hele og halve tykkelsen til den tynneste platen - henholdsvis 9 mm og 4,5 mm.

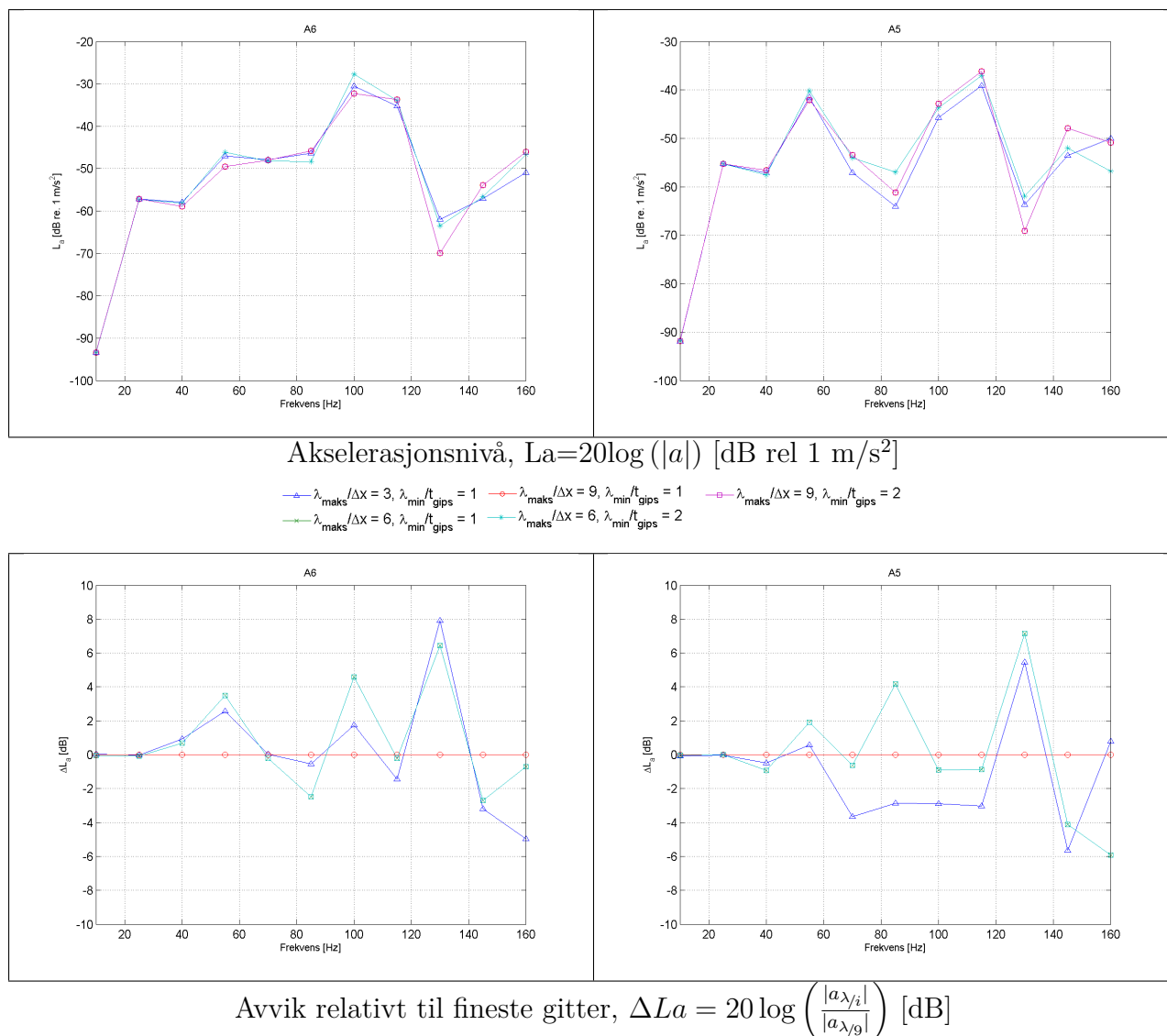
Slik som for modellen uten fjærer er lydtrykksnivå og relativt avvik for M3 og M6 vist i figur 136. Avviket er innenfor ± 2 dB for alle mikrofoner i frekvensområdet opp til 100 Hz, slik som for modellen uten fjærer (med unntak av en topp ved 50 Hz for M1). Videre er avviket innenfor ± 4 dB for en oppløsning på $\Delta X_{max} = \lambda/6$ for frekvenser under 130 Hz dersom man ser bort fra 50 Hz-toppen ved M1.



Figur 136: Konvergenstudium, flatefjør mellom gips og stender, beregnet lydtrykk i mikrofon M3 og M6.

Akselerasjonsnivåer og relativt avvik for A5 og A6 er vist i figur 137. Slik som for modellen uten fjærer, viser akselerasjonen dårligere konvergens enn lydtrykket. Avviket holder seg innenfor ± 2 dB for frekvenser under 55 Hz for alle akselerometre unntatt A3/A4, hvor øverste frekvens er 40 Hz. Å øke oppløsningen fra $\Delta X_{max} = \lambda/3$ til $\Delta X_{max} = \lambda/6$ gir, i likhet med modellen uten fjærer, større avvik ved enkelte frekvenser. Eksempler på dette er en topp ved 100 Hz for A2, A3/A4, A6, A7 og A8.

For modellen uten fjærer kommer avvikstoppene ved 40 Hz for akselerometre plassert over samme hulrom. Dette er ikke tilfellet for 100 Hz-toppen i modellen med fjærer. Her kommer toppene for akselerometre plassert både over hulrom og på stender. Det er heller ingen av de som er plassert rett ovenfor hverandre på sender- og mottakerside. Hva toppene skyldes er dermed vanskelig si, men også for denne modellen viser de fleste mikrofoner og akselerometre forholdsvis konsistente absoluttnivåer.



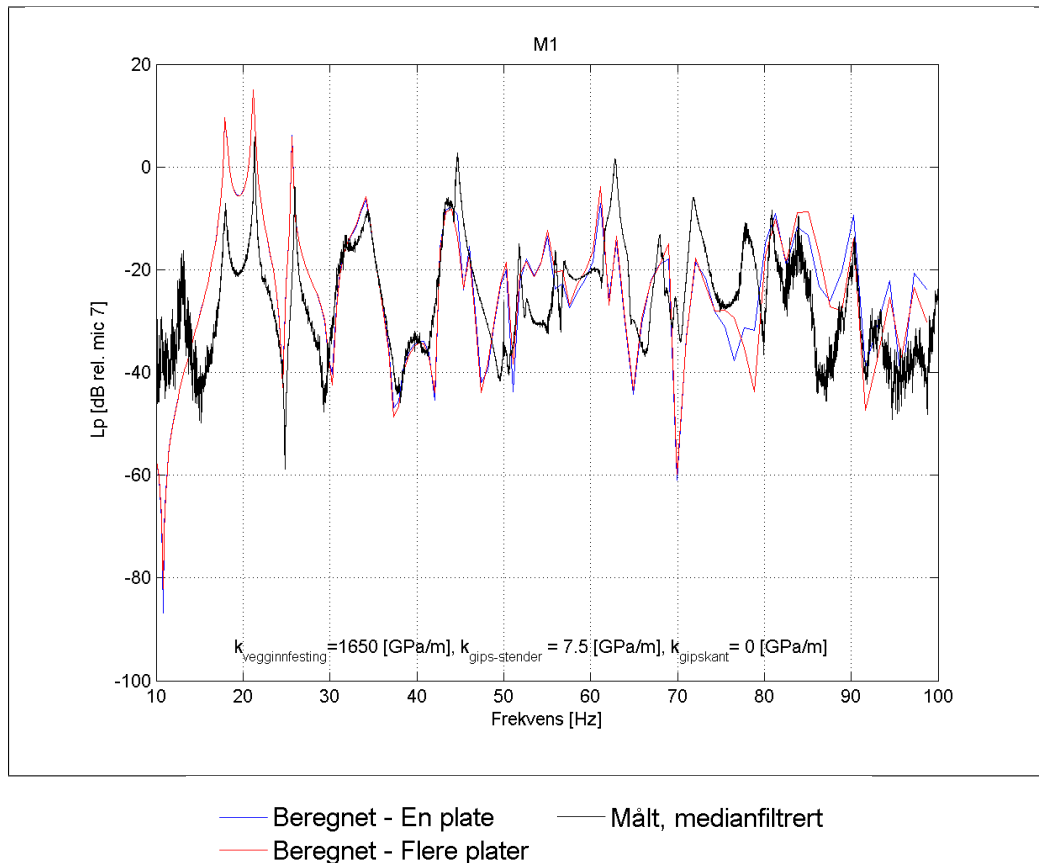
Figur 137: Konvergenstudium, flatefjør mellom gips og stender, beregnet akselerasjon i A5 og A8.

De beregnede lydtrykks- og akselerasjonsnivåene er like for $\Delta X_{\text{min}} = 9$ mm og 4,5 mm, noe som betyr at det er tilstrekkelig med ett element over veggens platekanter.

Basert på det faktum at det for flere frekvenser er større avvik ved et finere elementnett er det egentlig ønskelig å fortsette konvergenstudiet med bedre elementoppløsning, men begrensninger i tilgjengelig regnekraft gjør at dette ikke er mulig. En gitteroppløsning på $\Delta X_{\text{max}} = \lambda/3$ ser ut til å være tilstrekkelig for frekvenser opp til 40 Hz. Her ligger avviket innenfor ± 2 dB for alle akselerometre og mikrofoner. Ved å gå opp til en oppløsning på $\Delta X_{\text{max}} = \lambda/6$ er avviket i lydtrykksnivå stort sett innenfor ± 2 dB for frekvenser opp til 130 Hz. For å spare regnetid vil en oppløsning på $\Delta X_{\text{max}} = \lambda/6$ brukes for frekvenser opp til 100 Hz under parameterstudier, mens $\Delta X_{\text{max}} = \lambda/9$ vil bli brukt for mer presise beregninger når endelige parametre er valgt.

Vedlegg F: Vegg 1 2013: Avvik ved M1 og M2

For mikrofon M1 viser alle beregningene forholdsvis store avvik fra målingene i frekvensområdet under 30 Hz. For fjærstivheter på 7,5 og 1650 GPa/m i henholdsvis klednings- og vegginnfesting gir beregninger med både én og flere kledningsplater opp til 18 dB høyere lydtrykksnivå enn målt i frekvensområdet 18-22 Hz, vist i figur 138.



Figur 138: Avvik ved M1, vegg 1 2013.

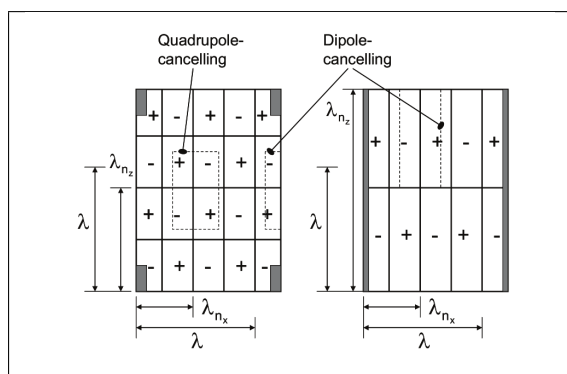
En mulig forklaring på dette avviket kan være at M1 er plassert nær veggens senderside (1,3 m, se figur 7 på side 15). Mikrofonens korte avstand fra veggflaten gjør at nærfeltseffekter i veggens lydavstråling kanskje fanges opp i målingene, men ikke i modellen. Eventuelle nærfeltseffekter burde avta med økende frekvens ettersom mikrofonens avstand fra vegg blir større sammenliknet med bølgelengden i luft. Dersom man antar at nærfeltets betydning er neglisjerbart når produktet av mikrofonens avstand fra vegg og bølgetallet i luft er mye større enn én (Kleiner, 2011, s. 17) burde nærfeltseffektene begynne å avta i området rundt 30 Hz:

$$\begin{aligned}
 kd &= \frac{2\pi f}{c_0} d = 1 \rightarrow f \simeq 40 \text{ Hz} \\
 kd &= \frac{2\pi f}{c_0} d = 0,7 \rightarrow f \simeq 30 \text{ Hz}
 \end{aligned}
 \tag{66}$$

Avviket er altså i frekvensområdet hvor nærfeltet kan ha innvirkning. En annen årsak kan også være at beregningsmodellen ikke fanger opp effekten av veggens kant- eller

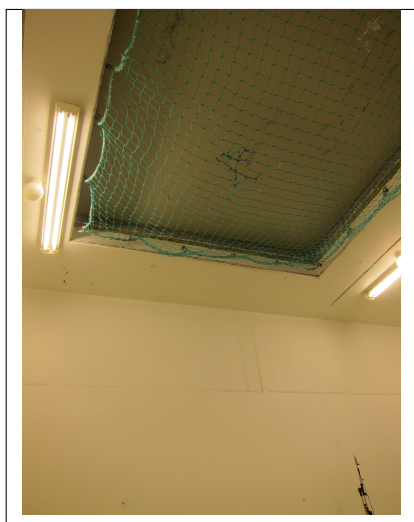
hjørneavstråling når forholdet mellom veggdimensjonene og bøyningsbølgelengden ikke går opp i et heltall:

$$\lambda_B = \frac{nL}{2}, \quad n = 3, 5, 7 \dots \quad (67)$$



Figur 139: Kant- og hjørneavstrålende flater. (Vigran, 2008, s. 226)

og vegg. Veggåpningene er blendet med en forskalingsplate som kan gi noe økt absorpsjon ved at den virker som en membranabsorbent, men dette burde i så fall vise seg ved noe høyere frekvenser enn avviket ved M1 (Byggforsk, 1998, figur 333).



Figur 140: Takluke, mottakerrom.

mode f_{100} og veggens første egenfrekvens (se tabell 3 på side 17 og figur 12 på side 20). Det kan være at koblingen mellom disse overdrives i modellen, slik at lydtryksnivået i mottakerrommet øker. Ved 18 Hz er det derimot hverken egenfrekvens eller rommode. Siden avviket er likt ved 18 og 21 Hz er nok noe annet som er årsaken.

For mikrofon M2 er det også stor forskjell mellom måling og beregning i frekvensene mellom to topper ved 22 Hz og 26 Hz, vist i figur 141. I dette området er både det

For disse modene vil deler av det avstrålte lydtrykket kanselleres som følge av hydrodynamisk kortslutning (*eng. hydrodynamic short circuit*) (Williams, 1999, s. 73), med unntak ved veggens sidekanter eller hjørner. Veggene vil da virke som en kant- eller hjørneavstråler, som skissert i figur 139. Her kan det være at hele veggene virker som en slik stråler, men det kan også gjelde platefeltene mellom stenderne.

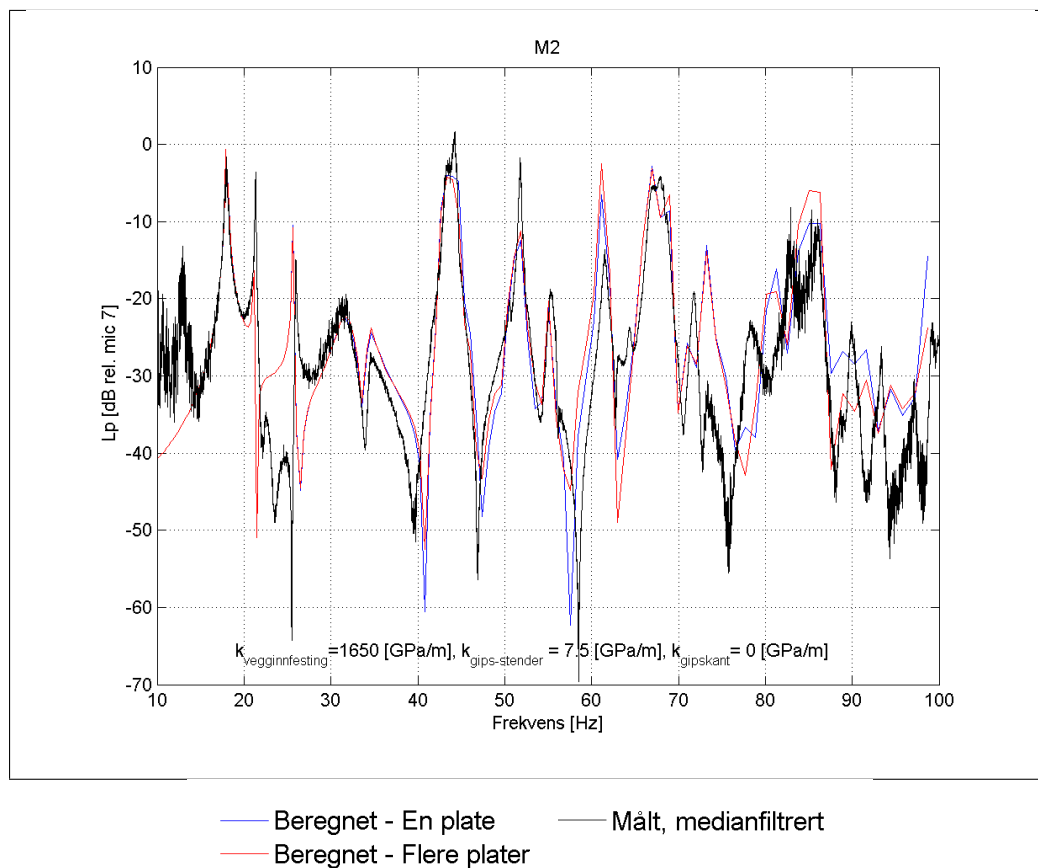
Forenklinger av laboratoriets geometri i modellen kan også være årsak til avvikene for M1. Rommene er modellert med glatte og perfekt harde flater, mens mottakerrommet i virkeligheten har åpninger i både tak

I taket er det en betongluke som ikke er i flukt med den øvrige takkonstruksjonen. Dermed er takhøyden under luken noe større enn ellers i rommet. Denne luken er ganske nærme mikrofon M1 og forsinkelser i reflektert lyd som følge økt veilengde kan gi interferens som ikke kommer med i beregningsmodellen. Luken i taket er vist i figur 140.

Frekvensforløpet passer veldig godt også i frekvensene under 30 Hz. Dette er litt uventet dersom det er nærfelt, forenklet romgeometri eller hjørne-/kantmodi som er årsaken til avviket. Slike avvikskilder burde også vise seg i frekvensforløpet og ikke kun i nivået.

Ved 21 Hz ligger både mottakerrommets mode f_{100} og veggens første egenfrekvens (se tabell 3 på side 17 og figur 12 på side 20). Det kan være at koblingen mellom disse overdrives i modellen, slik at lydtryksnivået i mottakerrommet øker. Ved 18 Hz er det derimot hverken egenfrekvens eller rommode. Siden avviket er likt ved 18 og 21 Hz er nok noe annet som er årsaken.

beregnete lydtrykksnivået og frekvensforløpet forskjellig fra målingene. Disse toppene sammenfaller med to av mottakerrommets rommoder, henholdsvis f_{100} og f_{010} (se tabell 3).



Figur 141: Avvik ved M2, vegg 1 2013.

Også denne mikrofonen er i nærheten av luken vist i figur 140 og med avvik i både nivå og frekvensforløp kan det være manglende interferens som følge den forenklede romgeometriene som er skyld i avviket. Dette er forenlig med at avviket også oppstår for vegg 2 og 5 fra 2014 (se vedlegg I og K).

Vedlegg G: Konvergens

Dette vedlegget er gitt digitalt

Vedlegg H: Vegg 1 2013: Sammenlikning for beste modell

Dette vedlegget er gitt digitalt

Vedlegg I: Vegg 2 2014: Sammenlikning for beste modell

Dette vedlegget er gitt digitalt

Vedlegg J: Vegg 5 2014: Fritt opplegg langs panelrand

Dette vedlegget er gitt digitalt

Vedlegg K: Vegg 5 2014: Sammenlikning for beste modell

Dette vedlegget er gitt digitalt