

Høyttermåling av Thiele/Small- parametre

Håvard Sollien

Master i elektronikk

Oppgaven levert: Juni 2007

Hovedveileder: Peter Svensson, IET

Biveileder(e): Lars Henrik Morset, Morset Sound Development

Oppgavetekst

Thiele/Small-parametrene til et høyttalerelement kan beregnes ut fra den elektriske inngangsimpedans-kurven til et element. Den tradisjonelle metoden er å utføre to målinger, hvor en av de to er utført med en ekstra masse festet til elementet.

Målingen med denne ekstra massen kan unngås hvis hastigheten til høyttalerelementet kan måles. Det burde undersøkes om det finnes et enkelt laser-basert system for denne målingen, eller om det er tilstrekkelig å måle partikkelhastigheten veldig nærme høyttaleren.

Partikkelhastigheten kan måles ved å bruke to, eller flere, mikrofoner.

Denne metoden burde sammenlignes med den tradisjonelle ekstra masse-metoden.

Oppgaven gitt: 15. januar 2007

Hovedveileder: Peter Svensson, IET

Sammendrag

Denne rapporten omhandler et prosjekt som tar for å teste en ny metode for å beregne Thiele/Small-parametrene til et element. Tidligere metoder har historisk sett gått på å måle impedansen til elementet i fritt felt og i en lukket kasse. Dette er en tidkrevende prosess. Det er dermed ønskelig å kunne beregne parametrene ved å gjøre kun en måling. En nyere metode av Klippel og Seidel bruker en laser for å måle membranutsvinget, men dette er svært kostbart utstyr. Derfor er det ønskelig å se om man kan klare dette ved å benytte to mikrofoner istedenfor.

Metoden går ut på å beregne membran hastigheten ved å måle partikkelhastigheten nært elementet med to mikrofoner, for så å kompensere for måleavstanden. Overføringsfunksjonen fra terminalspenning til membran hastighet blir så brukt til å estimere parametrene ved kurvetilpasning av overføringsfunksjonen til måledataene. For at kurvetilpasningen skal konvergere, må DC-motstanden til elementet måles, siden det er ingen redundans i målingen og at det er ikke tilstrekkelig nøyaktig ved veldig lave frekvenser. Dette blir så sammenlignet med å måle membran hastigheten med en laser.

Resultatene viser at det er vanskelig å gjøre en nøyaktig kompensering av måleavstanden. Dette kommer av at den effektive måleavstanden varierer med den målte avstanden fra elementet til mikrofonene. Det blir vist at ved å kompensere for måleavstanden får man et resultat som tilsvarer det fra en laser, men det er ikke klart å finne en generell metode for å gjøre dette.

Innhold

1	Innledning	1
2	Elektrodynamiske høyttalerelement	1
2.1	Oppbygging av element	2
2.2	Ekvivalentkrets	4
2.3	Stråling fra element i baffel	5
2.3.1	Lydtrykk	5
2.3.2	Partikkelhastighet	6
3	Thiele/Small-parametre	8
3.1	Definering av parametre	8
3.2	Målemetode	9
3.3	Beregning av parametre	11
4	2-mikrofonteknikk	12
4.1	Beregning av parametre	12
4.2	Måling av partikkelhastighet	13
4.2.1	Differansefeil	14
4.2.2	Fasefeil	15
4.3	Kompensering for forskjell i magnitudo og fase mellom kanalene	16
4.4	Kompensering for måleavstand	18
5	Målemetode	18
5.1	Målerom	19
5.2	Oppsett og kalibrering av utstyr	19
5.3	Beregninger	21
6	Resultater	22
7	Diskusjon	29
7.1	Mikrofonvalg	29
7.2	Innvirkning av refleksjoner	29
7.3	Mikrofonavstand	30
7.4	Måleposisjon	30
7.5	Måleavstand	30
7.6	Kurvetilpasning	32
7.7	Sammenlikning av målemetoder	33
8	Konklusjon	34

A Utstyr	37
B MatLab-kode	38
C Utledninger	40

1 Innledning

Måling av Thiele/Small-parametre har vanligvis blitt gjort ved å gjennomføre to målinger hvor man måler inngangsimpedansen til elementet. Den ene målingen blir gjort i frifelt, mens den andre er gjort med elementet plassert i en lukket kasse, eller med en ekstra masse festet til membranen. Dette er en tidkrevende og tungvindt prosess. Derfor er det ønskelig å se om man kan beregne parametrene for elementet ved hjelp av en enkelt måling.

Det er tidligere vist flere metoder som forbedrer den klassiske. Geddes og Phillips [1], har vist hvordan man kan finne elementparametrene ved å kurvetilpasse impedansen for de to målingene. Senere arbeid av Klippel og Seidel [2] har vist hvordan man kan finne parametrene ved hjelp av å måle impedansen og membranutsvinget. Sistnevnte metode klarer å finne parametrene ved bare en måling, men man er avhengig av en laser, som er ganske dyrt.

Den foreslåtte metoden går ut på å måle membran hastigheten for så å trekke ut parametrene fra overføringsfunksjonen mellom påtrykt spenning og hastigheten. Membran hastigheten kan måles enkelt med en laser, men dette er som sagt meget dyrt utstyr. Derfor er det ønskelig å se om man kan måle denne hastigheten ved hjelp av to mikrofoner, noe som er mye billigere utstyr enn en laser.

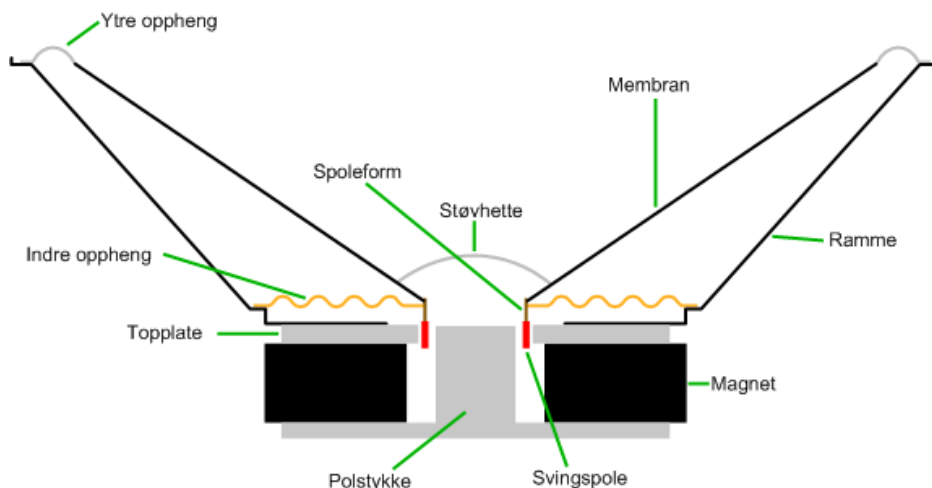
De to mikrofonene estimerer partikkelhastigheten i en avstand fra membranen. Prosjektet vil dermed i hovedsak se på hvor bra man kan få til denne målingen, og om det går å kompensere for måleavstanden med rimelig bra nøyaktighet. Parametrene vil så bli estimert ved en kurvetilpasning av overføringsfunksjonen til måledataene. Lasermålingen vil her fungere som en referanse for om målingene er vellykket.

I rapporten vil nødvendig bakgrunnsinformasjon om elektrodynamiske element bli gjennomgått, samt modellering av disse, og hva som har blitt brukt i dette prosjektet. Deretter vil arbeidene gjort i forbindelse med målingene gjennomgått, og vist resultatene av de. Tilslutt vil resultatene bli belyst, før det trekkes en konklusjon.

2 Elektrodynamiske høyttalerelement

Elektrodynamiske høyttalerelement er den mest brukte typen av høyttalerelement. Et snitt av et typisk element er vist i figur 1. Denne måten å kon-

struere et element ble patentert av amerikanerne Chester W. Rice og Edward W. Kellogg i 1924 [3].



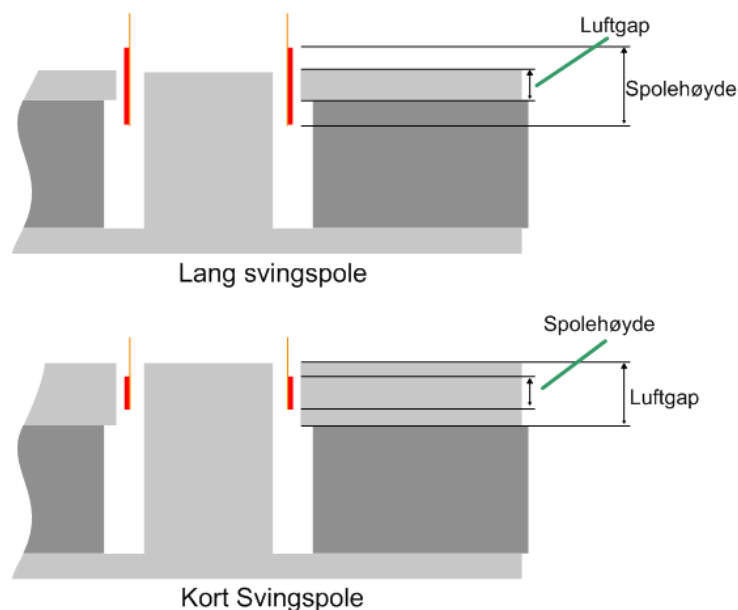
Figur 1: Snitt av et høyttalerelement

2.1 Oppbygging av element

Membranen er den delen av elementet som stråler ut akustisk energi. Den har i de fleste tilfeller en konisk form for økt styrke og stivhet i forhold til en flat membran. Membranen er ofte laget av papir med en eller annen form for plastisk belegg, eller av lette metaller som magnesium og aluminium. Fordelen med metaller er at de holder seg stive over et større frekvensområde, og dermed gir en flat frekvensrespons. Bakdelen er at den ved høyere frekvenser har kraftige oppbrytninger og resonanser, som stiller større krav til delefilteret enn ved bruk av en papirmembran, hvor resonansene ikke er like kraftige [4]. Membranen er festet til rammen i et indre og ytre oppheng. Disse sørger for at membranen har en rett bevegelse langs akse, og at svingspolen holder seg sentrert i magneten. Dette er viktig for å få en så lineær bevegelse som mulig.

Det elektriske inngangssignalet er koblet til svingspolen. Det er en spole som er spunnet rundt spoleformen, som igjen er limt fast til membranen. Over spoleformen er det ofte en støvhetten, for å forhindre at det kommer støv inn i høyttaleren. I noen tilfeller er støvhetten erstattet av en faseplugg festet direkte på polstykket. Når strømmen går gjennom spolen blir det generert en kraft som får membranen til å bevege seg og sende ut lyd. For at denne kraften skal bli maksimal, må magnetfeltet stå vinkelrett på strømmen i spolen.

Dette gjøres ved at magnetfeltet til den permanente magneten blir fokusert gjennom spolen fra topplaten til polstykket [4]. Retningen på strømmen bestemmer hvilken vei kraften virker, og siden lyd er et ac-signal vil det føre til at membranen blir dyttet fram og tilbake i takt med signalet.



Figur 2: Kort og lang svingspole

Kraften på svingspolen er lineær hvis antall vindinger i spolen er konstant innenfor magnetfeltet. Her vil magnetfeltet være luftgapet mellom topplaten og polstykket. Det er to måter å oppnå dette på, som vist i figur 2. Ved å bruke en kort svingspole vil hele spolen alltid være innenfor magnetfeltet, så lenge man ikke overbelaster den med et for høyt signal. For en lang svingspole vil det alltid være like mange vindinger innenfor magnetfeltet og dermed er kraften på spolen lineær. Geometrien med lang spole er foretrukket i de fleste elementer med høy effekt, siden man kan ha et større utsving på membranen og at varmeavledningen er bedre. Fordelen med å ha en kort svingspole er at hele spolen holder seg innenfor magnetfeltet og dermed blir veldig effektiv i forhold til den lange geometrien. Aberet er at siden man har flere vindinger oppå hverandre, for å få høy nok effekt, at varmeavledning kan bli et problem ved påtrykk av mye effekt.

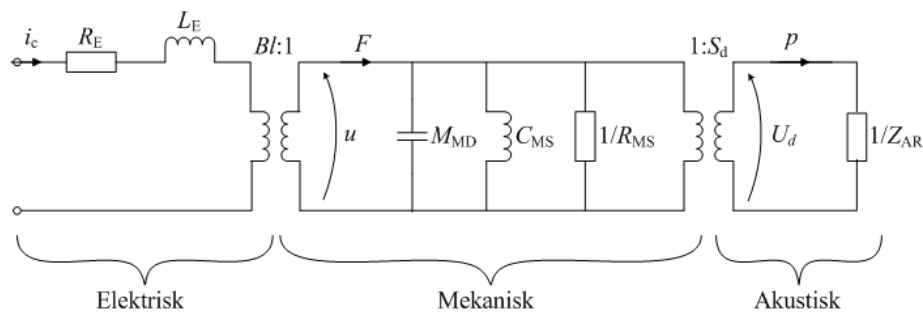
Grensen for hvor stort utsving membranen kan ha før det blir ulineært, kommer blant annet av at utsvinget blir så stort at antall vindinger i magnetfeltet ikke lenger er konstant. Dette medfører at kraften blir ulineær, og dermed at man får distorsjon i den utstrålte lyden. Det maksimale utsvinget en mem-

bran kan ha før den blir ulineær blir notert med x_{max} . En annen årsak til ulinearitet er stivheten i opphengene som forandre seg ved større utslag, og at den tilslutt ikke kan strekkes mer. Det er normalt å designe et element slik at maksutslaget for membranen er mindre enn for opphenget.[4]

2.2 Ekvivalentkrets

Et høyttalerelement kan modelleres som en ekvivalentkrets, ved hjelp av standard elektriske komponenter. En modell for småsignalanalyse av et standard element er vist i figur 3. Der ser man hvordan høyttalerens elektriske, mekaniske og akustiske komponenter er koblet sammen ved hjelp av transformatorer. I denne modellen er den mekaniske og akustiske delen modellert med en mobilitets-modell, i motsetning til en impedanstype. Modellering av mekaniske og akustiske systemer og de forskjellige modelltypene er tidligere grundig forklart av Beranek [5]. Denne modellen er en mekanisk mobilitetsanalogi fordi:

$$\text{Mekanisk mobilitet} = Y_M \equiv \frac{u}{F} \leftrightarrow \frac{\text{Spenning}}{\text{Strøm}} = \text{Elektrisk impedans} \quad (1)$$



Figur 3: Ekvivalentkrets av mobilitetstype for elektrodynamisk element.

De elektriske komponentene i kretsen har følgende fysiske egenskaper:

- i_c Strøm gjennom spolen [A].
- R_E Spolens resistans [Ω].
- L_E Spolens induktans [H].
- Bl Produktet av magnetens flukstetthet B og spoletrådets lengde l [N/A].
- u Hastighet til membran [m/s].

F	Kraft på membran [N].
M_{MD}	Massen av membran og svingspole [kg].
C_{MS}	Mekanisk kompleans, invers av stivhet, i membranoppheng [m/N].
R_{MS}	Mekanisk resistans i membranoppheng [Ns/m].
S_{d}	Membranens effektive areal [m ²].
U_{d}	Volumhastighet [m ³ /s].
p	Lydtrykk [N/m ²].
Z_{AR}	Akustisk strålingsimpedans [m ⁵ /Ns].

2.3 Stråling fra element i baffel

2.3.1 Lydtrykk

Lydtrykk fra et element kan bare beregnes eksakt analytisk for noen enkle tilfeller. Et av de er et stempel i en uendelig baffel. For dette tilfellet kan man finne lydtrykket analytisk i aksiell retning, langs en normal til senter av stempelet. Da finner man at lydtrykket er gitt av [6]

$$p(r, t) = \rho_0 c U_0 \left(1 - e^{-jk(\sqrt{r^2+a^2}-r)} \right) e^{j(\omega t - kr)}, \quad (2)$$

i avstand r for et stempel med radius a , bølgetall k , og med volumhastigheten

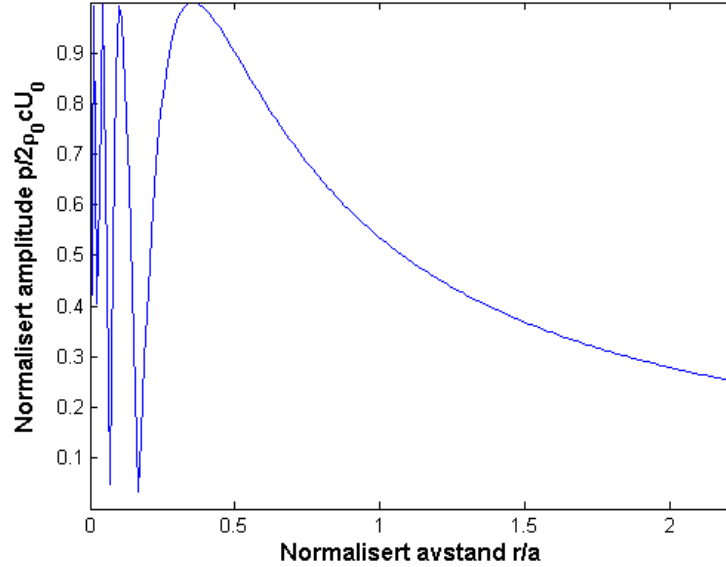
$$U_0 = \pi a^2 u_0, \quad (3)$$

hvor u_0 er membran hastigheten. I figur 4 vises det aksielle lydtrykket for en gitt frekvens. Som man kan se av figuren har lydtrykket sterke interferenser nærme stempelet før det nærmer seg en asymptote proporsjonalt med avstanden, det såkalte fjernfeltet. Disse interferensene inntreffer på en avstand fra stempelet gitt av [6]

$$r_m = \frac{a^2}{m\lambda} - \frac{m\lambda}{4}, \quad \text{hvor } m = 1, 2, 3 \dots \quad (4)$$

Hvis man nærmer seg stempelet fra stor avstand vil da det første lokale maksima komme ved

$$r_1 = \frac{a^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4}, \quad (5)$$



Figur 4: Normalisert lydtrykk for stempel i baffel med bølgetall k , hvor $ka = 8\pi$.

og det første lokale minima ved

$$r_2 = \frac{a^2}{2\lambda} - \frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

Hvis forholdet mellom bølgelengden og radiusen til stempelet oppfyller

$$a = \frac{\lambda}{2}, \quad (7)$$

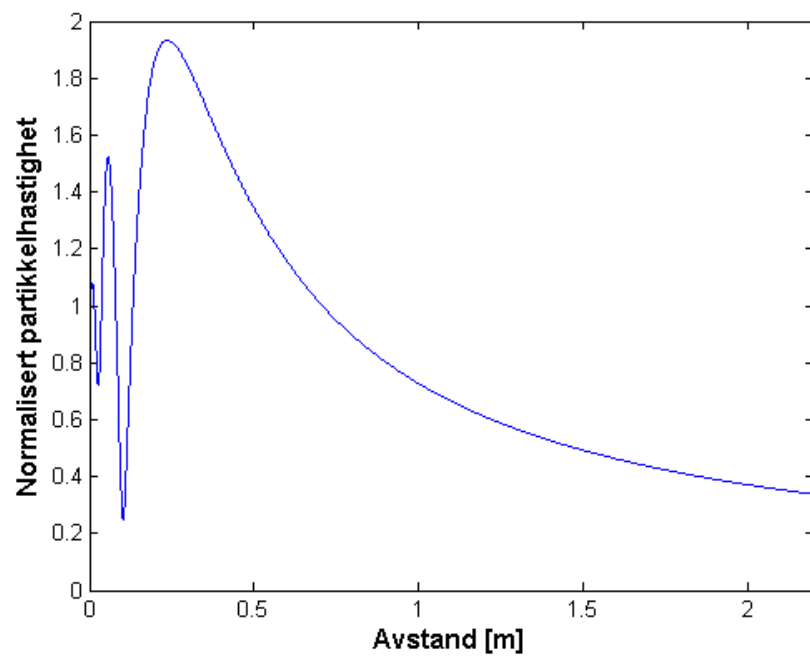
vil $r_1 = 0$, og man vil dermed ikke ha et komplekst nærfelt for lavere frekvenser enn dette.

2.3.2 Partikkelhastighet

På samme måte som for lydtrykk kan man beregne partikkelhastigheten fra et stempel i uendelig baffel langs den samme akse. Dette er gitt av [7]

$$u(r) = u_0 \left(e^{-jkr} - \frac{r}{\sqrt{r^2 + a^2}} e^{-jk\sqrt{r^2 + a^2}} \right) \quad (8)$$

I figur 5 vises partikkelhastigheten foran et stempel, med samme parametre som for lydtrykket tidligere. Her ser vi hvordan partikkelhastigheten får sterke interferenser nærme stempelet på samme måte som for lydtrykket.



Figur 5: Normalisert partikkelhastighet for stempel i baffel med bølgetall k , hvor $ka = 8\pi$.

3 Thiele/Small-parametre

Thiele/Small-parametrene er et sett med parametre utviklet av Thiele [8, 9] og senere videreutviklet av Small [10]. De beskriver et høyttalerelements oppførsel i arbeidsområdet til elementet. Dette er veldig nyttig i designet av høyttalere, da de er lettere å beregne enn de fundamentale mekaniske parametrene.

3.1 Definerings av parametre

Ved å ta utgangspunkt i kretsen i figur 3, kan man transformere den til en elektrisk ekvivalentkrets, som vist i figur 6. Her er også tegnet inn en forsterker med spenning e_g og utgangsresistans R_E koblet til kretsen. I tillegg til å transformere komponentene er det gjort noen forenklinger. Alle komponenter som ikke bidrar betydelig til inngangsimpedansen er fjernet. Den ene er strålingsresistansen, som selv om den bestemmer den utstrålte effekt er neglisjerbar i forhold til de andre komponentene [8]. Dette er meget heldig for analysen siden den er frekvensavhengig. Den andre komponenten som er fjernet er induktansen L_E , som har neglisjerbar effekt i frekvensområdet for denne analysen.

Den akustiske medsvingende massen er lagt sammen med massen for membranen og utgjør tilsammen M_{MS} . Den totale massen er tilnærmet frekvensuavhengig, men den varierer med hvordan den er montert [10]. Det må man ta hensyn til når man måler på elementet. De transformerte komponentene i figur 6 har med hensyn på figur 3 følgende verdier:

$$C_{MES} = \frac{M_{MS}}{(Bl)^2} \quad (9)$$

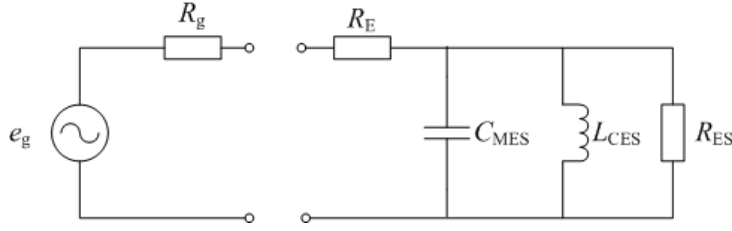
$$L_{CES} = C_{MS}(Bl)^2 \quad (10)$$

$$R_{ES} = \frac{(Bl)^2}{R_{MS}} \quad (11)$$

Den nye kretsen har en inngangsimpedans gitt av:

$$Z_{VC}(s) = R_E + \frac{sL_{CES}}{1 + s\frac{L_{CES}}{R_{ES}} + s^2C_{MES}L_{CES}} \quad (12)$$

Thiele/Small-parametrene er utledet av de fysiske parametrene nevnt tidligere med hensyn på kretsen gitt i figur 6, og er definert som følger [10]:



Figur 6: Elektrisk ekvivalentkrets for Thiele/Small-parametre

f_s Resonansfrekvensen til elementet i luft uten baffel.

$$f_s = \frac{\omega_s}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_{MES}L_{CES}}} \quad (13)$$

V_{AS} Volum av luft med samme akustiske kompleans som opphenget til membranen.

$$V_{AS} = \rho_0 c^2 C_{AS} \quad \text{hvor } C_{AS} = L_{CES} S_d^2 / (Bl)^2 \quad (14)$$

Q_{MS} Mekanisk Q-verdi til element ved resonansfrekvens.

$$Q_{MS} = \omega_s C_{MES} R_{ES} \quad (15)$$

Q_{ES} Elektrisk Q-verdi til element ved resonansfrekvens.

$$Q_{ES} = \omega_s C_{MES} R_E \quad (16)$$

Dette fører til at man kan skrive inngangsimpedansen som:

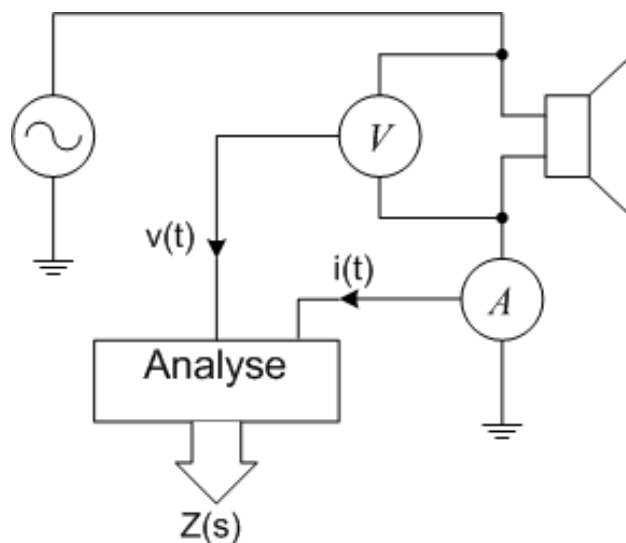
$$Z_{VC}(j\omega) = R_E + R_{ES} \frac{j \frac{\omega}{\omega_s} \frac{1}{Q_{MS}}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_s} \frac{1}{Q_{MS}} - \left(\frac{\omega}{\omega_s}\right)^2} \quad (17)$$

3.2 Målemetode

For å beregne Thiele/Small-parametrene må man måle inngangsimpedansen til elementet. Oppsettet for denne målingen er vist i figur 7. V og A er henholdsvis en spennings- og strømmåler. Inngangsimpedansen finnes ved å regne ut

$$Z(s) = \frac{V(s)}{I(s)}. \quad (18)$$

Elementet kan være montert med eller uten baffel. Det er likevel viktig å



Figur 7: Oppsett for måling av inngangsimpedans

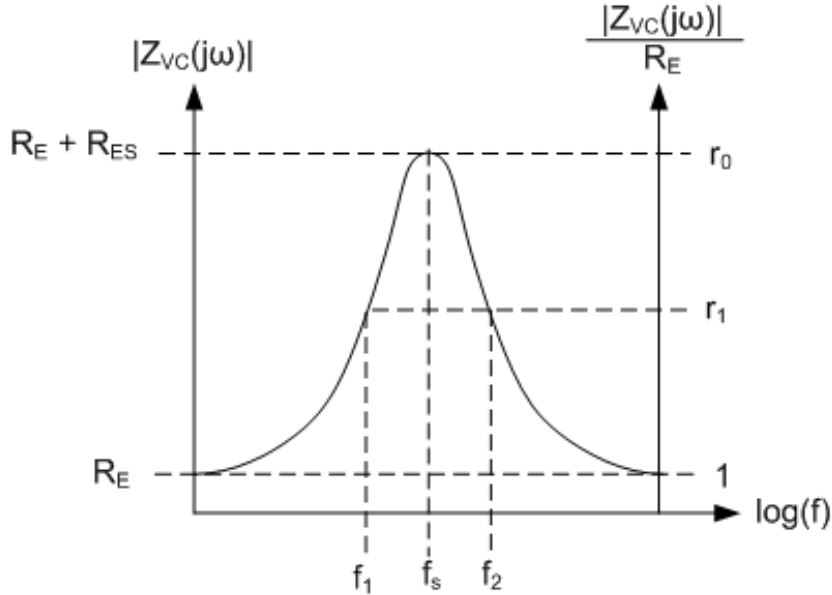
montere det slik at membranen står vertikalt, for å unngå statisk forskyvning av membranen på grunn av tyngdekraften [10].

Testsignalet som påføres må være lavt nok til at alle strøm og spennings signal er uten distorsjon, og at elementet beveger seg helt lineært. På enkelte elementer, spesielt de med en høy kompleks, er det ofte nødvendig å måle med en inngangseffekt på 0,1W eller lavere [10]. Selve målesignalet kan være alt fra en enkel signalgenerator, til MLS-signal eller et sinussveip. Det viktige er at det er i småsignaldomenet. Det er vanlig å bruke en kilde som klarer å levere en bortimot konstant spenning til elementet.

For å kunne regne ut alle Thiele/Small-parametrene, må man også måle impedansen for elementet montert i en tett høyttalerkasse, med et internt volum gitt av V_t . Det er viktig at kassen er tett og uten noen form for dempemateriale inni. Hvis kassen ikke er tett og det er dempemateriale inni kan det påvirke kompleksiteten til det innesluttede luftvolumet, som igjen påvirker måleresultatene. Enkelte elementer har ventileringshull i magneten eller rundt støvhetten. Målinger av disse elementene kan gi unøyaktige resultat og må derfor gjøres med forsiktighet.

En annen mulighet enn å montere elementet i en lukket kasse er å feste en liten masse til membranen. Dette vil også forandre resonansfrekvensen til elementet og kunne brukes til å regne ut Thiele/Small-parametrene. Utregningen vil da bli litt annerledes enn for den første metoden, men det vil ikke bli gjennomgått her.

3.3 Beregning av parametre



Figur 8: Typisk inngangsimpedans for elektrodynamisk element

Etter å ha målt impedanskurven til elementet er det ganske enkelt å beregne Thiele/Small-parametrene. Figur 8 viser en typisk impedanskurve for et element. Det første man gjør er å finne f_s , som er frekvensen hvor impedansen er på sitt maksimale. Deretter definerer man r_0 som forholdet mellom maksimum impedans og DC-resistans:

$$r_0 = \frac{R_E + R_{ES}}{R_E} \quad (19)$$

og ved å kombinere med (15) og (16) får man

$$r_0 = 1 + \frac{Q_{MS}}{Q_{ES}} \quad (20)$$

$$\Rightarrow Q_{ES} = \frac{Q_{MS}}{r_0 - 1} \quad (21)$$

Likning (17) kan nå skrives

$$Z_{VC}(j\omega) = R_E \frac{r_0 + Q_{MS}(j\omega/\omega_s + \omega_s/j\omega)}{1 + Q_{MS}(j\omega/\omega_s + \omega_s/j\omega)} \quad (22)$$

$$\Rightarrow |Z_{VC}(j\omega)|^2 = R_E^2 \frac{r_0 + Q_{MS}^2(j\omega/\omega_s + \omega_s/j\omega)^2}{1 + Q_{MS}^2(j\omega/\omega_s + \omega_s/j\omega)^2} \quad (23)$$

På to frekvenser $f_1 < f_2$ slik at $f_1 f_2 = f_s^2$, kan det nå vises at de to har samme amplitude:

$$|Z_{VC}(j2\pi f_1)| = |Z_{VC}(j2\pi f_2)| = r_1 R_E \quad (24)$$

Hvis $r_1 = \sqrt{r_0}$ kan det vises at [10]

$$Q_{MS} = \frac{f_s \sqrt{r_0}}{f_2 - f_1}. \quad (25)$$

Og dermed har man funnet de tre første Thiele/Small-parametrene, f_s , Q_{MS} og Q_{ES} . For å finne volumet V_{AS} må man gjøre de samme beregningene som ovenfor, men denne gangen med impedansen fra elementet montert i en testboks, som nevnt i forrige seksjon. Ut av dette finner man:

f_{CT} Resonansfrekvens for element i testboks.

Q_{ECT} Elektrisk Q-verdi for element i testboks.

Dermed kan man beregne den siste Thiele/Small-parameteren:

$$V_{AS} = V_T \left(\frac{f_{CT} Q_{ECT}}{f_s Q_{ES}} - 1 \right) \quad (26)$$

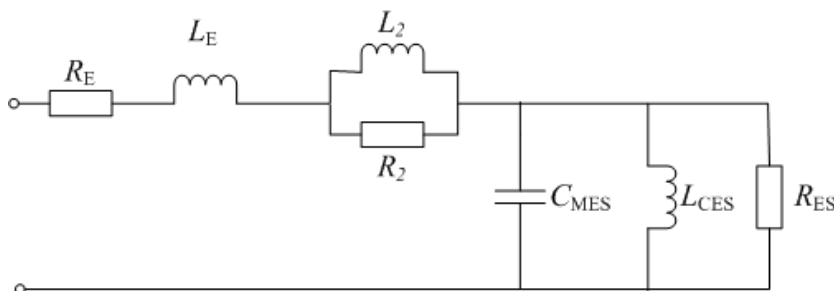
Siden parametrene her er avhengig av nøyaktigheten til like mange målepunkter, har parametrene en dårligere nøyaktighet enn måledataene. Dette kommer av beregninge som brukes til å hente ut parametrene [1].

4 2-mikrofonteknikk

Ideen med å måle hastigheten på membranet, er at man kan kombinere det med terminalspenningen for å finne overføringsfunksjonen for elementet. Dette kan gjøres ved å benytte en lasermåler, men lasere for denne typen målinger er svært dyre. Derfor er det interessant å se om man kan finne membran hastigheten ved å måle partikkelhastigheten, ved hjelp av to mikrofoner, svært nærme membranoverflaten.

4.1 Beregning av parametre

Overføringsfunksjonen, $H(s)$, til elementet kan man bruke til å trekke ut alle parametre som definerer oppførselen til elementet. For å kunne få en god



Figur 9: Utvidet ekvivalentkrets for element.

tilpasning mellom de målte dataene og overføringsfunksjonen trengs det en modell, som har en litt mer nøyaktig beskrivelse av de elektriske parametrene til elementet enn den forenklede kretsen brukt i den klassiske metoden. Derfor vil kretsen i figur 9, hentet fra Klippel og Seidel [2], bli brukt. Ved å betrakte denne kretsen, kan vi finne overføringsfunksjonen

$$\frac{U(s)Bl}{V(s)} = \frac{Z_{EM}}{Z_E + Z_{EM}} \quad (27)$$

$$\Rightarrow H(s) = \frac{U(s)}{V(s)} = \frac{Z_{EM}}{Z_E + Z_{EM}} \frac{1}{Bl}, \quad (28)$$

hvor $U(s)$ og $V(s)$ er henholdsvis spekteret til den målte membranhastigheten og inngangsspenningen, og

$$Z_E = R_E + sL_E + \frac{sL_2R_2}{sL_2 + R_2}, \quad (29)$$

$$Z_{EM} = \frac{sL_{CES}}{1 + s\frac{L_{CES}}{R_{ES}} + s^2C_{MES}L_{CES}}. \quad (30)$$

Denne overføringsfunksjonen kan man tilpasse måledataene, ved hjelp av kurvetilpasning. Dermed får man ut alle parametrene som beskriver elementets oppførsel. Bakdelen med denne metoden er at det er veldig lite redundans i målingene. Spesielt de elektriske egenskapene til svingspolen, gitt av Z_E , henger veldig tett sammen. Derfor kan det være nødvendig å måle DC-motstanden R_E først, for at kurvetilpasningen skal konvergere bedre. Denne måles best ved å benytte en DC-bro.

4.2 Måling av partikkelhastighet

Partikkelhastigheten kan man tilnærme i et punkt midt mellom to mikrofoner for plane harmoniske bølger. Det kan man gjøre ved å ta utgangspunkt i

forholdet mellom lydtrykk og partikkelhastighet gitt av Eulers likning

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}. \quad (31)$$

Hvis man løser denne i r-retning får man

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho_0 \frac{\partial u_r}{\partial t}. \quad (32)$$

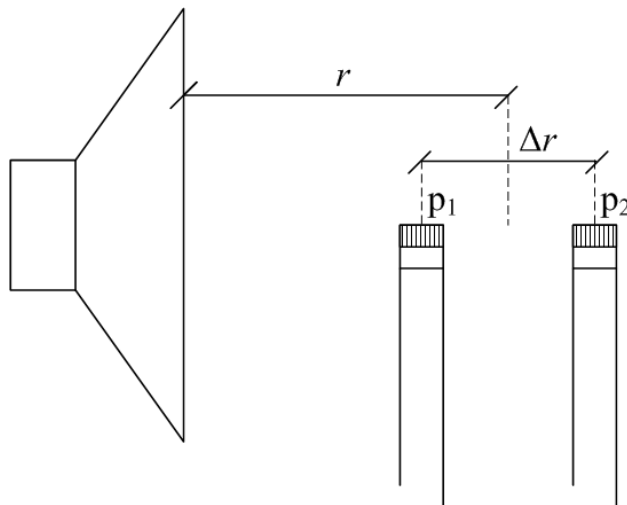
Dermed kan man skrive partikkelhastigheten for harmoniske bølger

$$u_r = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (33)$$

Dette kan man så tilnære til

$$u_r \approx -\frac{1}{j\omega\rho_0} \left(\frac{p_2 - p_1}{\Delta r} \right), \quad (34)$$

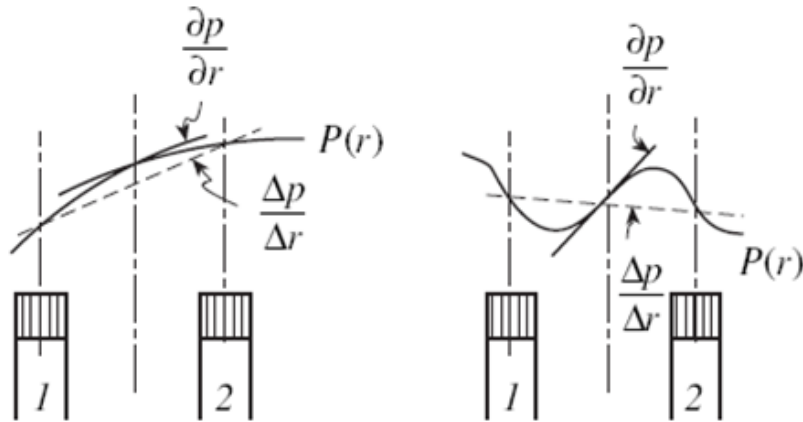
hvor p_1 og p_2 er de komplekse lydtrykkene til mikrofonene, som vist i figur 10.



Figur 10: Skisse av måleoppsett for måling av partikkelhastighet med to mikrofoner

4.2.1 Differansefeil

De to mikrofonene approksimerer gradienten til lydtrykket som en rett linje mellom de to målepunktene, som vist i figur 11. Dette fører til at man får



Figur 11: Illustrasjon av feil på grunn av for stor mikrofonavstand. Figuren er hentet fra Crocker og Arenas [11]

en feil ved høyere frekvenser fordi mikrofonavstanden blir for stor i forhold til bølgelengden. For en planbølge med aksielt innfall, vil differansefeilen L_e være gitt av forholdet mellom den approksimerte og den virkelige partikkelhastigheten

$$L_e = 20 \log \left(\frac{\hat{u}(r)}{u(r)} \right) = 20 \log \left(\frac{\sin k \frac{\Delta r}{2}}{k \frac{\Delta r}{2}} \right). \quad (35)$$

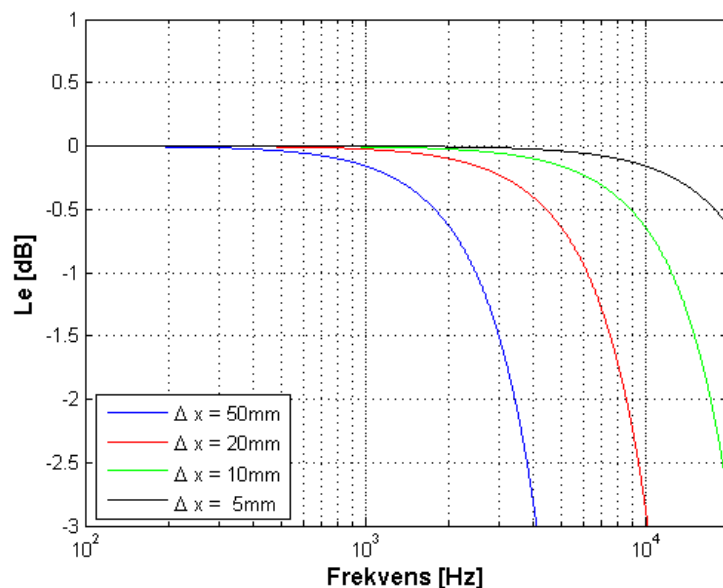
Utledningen av denne er gitt i vedlegg C. For at denne feilen skal være mindre enn 1dB, må mikrofonavstanden Δr oppfylle kravet

$$\lambda \geq 3,8 \Delta r, \quad (36)$$

hvor λ er bølgelengden. Differansefeilen er plottet i figur 12 for noen mikrofonavstander. Innvirkningen av mikrofonene på lydfeltet er for dette tilfellet ikke tatt med i beregningene.

4.2.2 Fasefeil

Det man egentlig måler når man skal finne partikkelhastigheten er faseforskjellen mellom de to kanalene gitt av $k\Delta r$. Hvis man da har en forskjell i faserespons mellom de to kanalene vil det følgelig innføre en feil. Denne vil være mest følsom ved små mikrofonavstander og liten faseforskjell. Dermed gir det en begrensning av hvor langt ned i frekvens man kan måle. Faseforskjellen vil nå bli $k\Delta r + \phi$ istedenfor $k\Delta r$, som igjen leder til at feilen nå er



Figur 12: Differansefeil for noen mikrofonavstander

gitt av

$$L_e = 20 \log \left(\frac{\sin k \frac{\Delta r}{2} + \phi}{k \frac{\Delta r}{2}} \right). \quad (37)$$

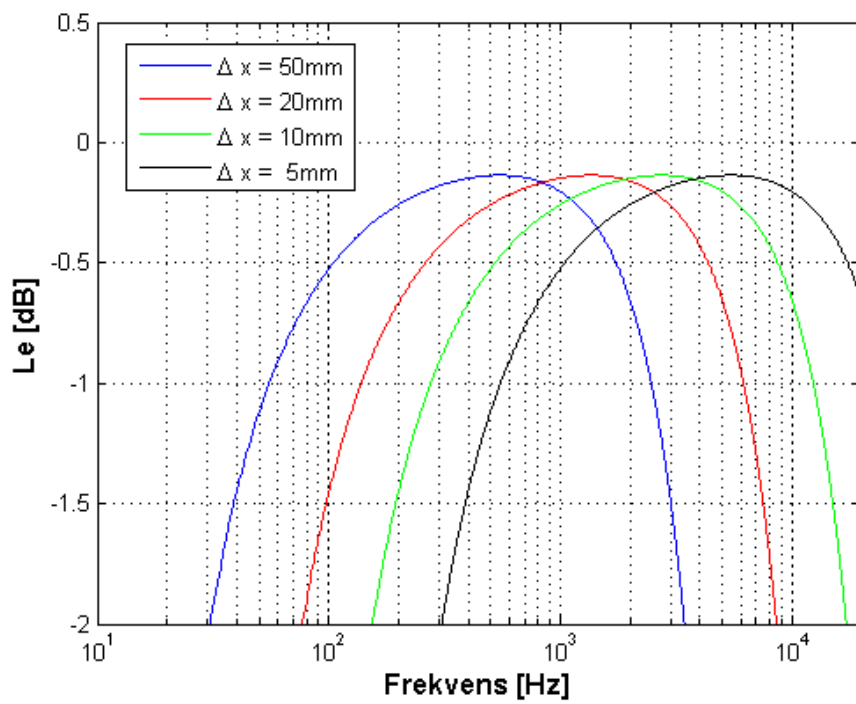
For at denne feilen skal være mindre enn 1dB, ved en faseforskjell på $0,3^\circ$, må mikrofonavstanden oppfylle kravet

$$\lambda \leq 123 \Delta r. \quad (38)$$

Feilen på grunn av faseforskjell på $0,3^\circ$ er plottet i figur 13 for noen mikrofonavstander.

4.3 Kompensering for forskjell i magnitudo og fase mellom kanalene

Det vil alltid være en liten forskjell i responsen til mikrofonene selv om de er av samme type, og mellom kanalene i forsterker og lyd kort. Derfor er det ønskelig å fjerne denne forskjellen. Dette kan man klare ved å gjøre to målinger hvor man bytter om på posisjonen til mikrofonene. Ved å definere overføringsfunksjonen til kanal 1 og 2 fra mikrofon til lyd kort, som henholdsvis H_1



Figur 13: Innvirkning av fase og differansefeil på den approksimerte partikkelhastigheten

og H_2 , og p_1 og p_2 er det virkelige lydtrykket i punkt 1 og 2, kan man skrive de målte lydtrykkene som

$$\hat{p}_{11} = p_1 H_1 \quad (39)$$

$$\hat{p}_{12} = p_1 H_2 \quad (40)$$

$$\hat{p}_{21} = p_2 H_1 \quad (41)$$

$$\hat{p}_{22} = p_2 H_2 \quad (42)$$

Dermed får man en kompenseringssfunksjon gitt av

$$\text{Komp} = \sqrt{\frac{\hat{p}_{11}\hat{p}_{21}}{\hat{p}_{12}\hat{p}_{22}}} = \sqrt{\frac{p_1 H_1 p_2 H_1}{p_1 H_2 p_2 H_2}} = \frac{H_1}{H_2}. \quad (43)$$

Ved å multiplisere denne med den målte responsen i kanal 2, vil responsen bli den samme for begge kanalene. Dermed vil man kun være begrenset av differansefeil ved plassering av mikrofonene. Her blir det antatt at lydtrykk i posisjon 1 og 2 er den samme for begge målingene.

4.4 Kompensering for måleavstand

For en gitt måleavstand kan man ved hjelp av likning (8) finne forholdet mellom partikkelhastigheten og membranhastigheten for et stempel i uendelig baffel, gitt av

$$\frac{u(r)}{u_0} = e^{-jkr} - \frac{r}{\sqrt{r^2 + a^2}} e^{-jk\sqrt{r^2 + a^2}}. \quad (44)$$

Denne kan man så benytte til å kompensere for måleavstand, ved å dele den målte partikkelhastigheten med denne kompenseringen. Dette krever at man kan finne en nøyaktig måleavstand. For et vanlig konisk element vil det være vanskelig å bestemme hva som er den egentlige måleavstanden, men et naturlig utgangspunkt vil være i sentrum av elementet. For elementer med faseplugg, som har et fastmidtpunkt, kan man anta at avstanden er fra membranen inntil fasepluggen. Dette er kun rene antagelser, som det vil bli testet for i dette prosjektet.

5 Målemetode

Denne seksjonen tar for seg hvordan målingene er gjennomført og hvilket utstyr som er benyttet. Alt benyttet utstyr er listet opp i vedlegg A og all MatLab-kode referert til her ligger i vedlegg B

5.1 Målerom

Det ble gjort målinger i to forskjellige rom. Et vanlig rom med refleksjoner og ekkofritt. Dette ble gjort fordi det er ønskelig å se om refleksjoner fra rommet har en signifikant innvirkning på resultatene når man måler så nærme kilden. Det ekkofrie rommet er ekkofri-laben på NTNU.

Det vanlige rommet er C033-laben på NTNU. Dimensjonene på rommet er omtrent $2,7 \text{ m} \times 4 \text{ m} \times 6,3 \text{ m}$ (høyde \times bredde \times lengde). Vegger og tak består hovedsaklig av gipsplater, samt noen litt mykere plater av ukjent materiale. Gulvet er parkett.

5.2 Oppsett og kalibrering av utstyr

Høytalerelementet ble montert i en treramme på toppen av et stativ, som vist i figur 14. Dette ble laget minst mulig fordi det er ønskelig å måle på elementet uten baffel. Elementet er et bass/mellomtone-element fra SEAS. Høytaleren ble i rom C033 plassert omtrent to meter fra bakvegg, og midt mellom sideveggene. Høyden fra gulvet og opp til sentrum av elementet er 1,3m.

Mikrofonen ble plassert som vist i figur 10. Mikrofonene ligger på akse gjennom sentrum av elementet, for lettere å kunne sammenligne med teorien. Måleavstanden ble målt fra midt mellom mikrofonene til rammen på elementet, for å ha et enkelt og fast målepunkt. I tillegg kommer dybden på den koniske membranen på 2,8cm.

Det ble målt med to forskjellige mikrofoner. Det ene paret var noen små Panasonic mikrofoner, som ble brukt for å kunne måle nærme overflaten. Det andre paret var et par fra Brüel & Kjær, heretter B&K, som gitt i utstyrlisten. Disse ble brukt for å kunne gjøre målinger med bedre kvalitet enn det Panasonic-mikrofonene klarer, og er brukt i alle målingene, hvor det ikke er nevnt noe annet. Det vil bli videre belyst i diskusjonsdelen.

B&K mikrofonene var diffusfelts-mikrofoner. Disse har en noe avtagende høyfrekvensrespons, men de har en flat respons i det gyldige området for målingene i dette eksperimentet. Mikrofonene ble kalibrert med en mikrofonkalibrator, sammen med den innebygde kalibreringsfunksjonen i WinMLS. Det er et lydkortbasert program for å måle impulsrespons og akustiske parametre. Kalibratoren omslutter mikrofonen og sender ut en 1kHz sinustone på 94dB. Kalibreringen ble etterpå verifisert i WinMLS.



Figur 14: Bilde av høyttalermontering

Swept-Sine-metoden ble brukt som eksiteringssignal for målingene i WinMLS, med en samplingsfrekvens på 44,1kHz. Det er en metode som er veldig robust mot tidsvariasjoner. Av dette får man ut impulsresponsene målt av mikrofonene, som så blir brukt for å beregne partikkelhastigheten.

Sveipetiden på målingene ble satt til 10s. Dette gir et veldig bra signal/støyforhold. Avstanden mellom mikrofonen ble variert fra så nært som mulig, 1,2cm, til 5,2cm, for å finne ut hvordan dette påvirket resultatet. Måleavstanden ble variert fra 2,5cm, noe som gjør at mikrofonforsterkern ligger nesten inntil membranoppheget, og dermed begrenser nærmeste måleavstand, til 4,3cm. Måleavstanden kunne blitt mindre ved å benytte en annen type mikrofon, men dette ble ikke testet ut utenom Panasonic-mikrofonene nevnt tidligere.

Lasermålingene av membranen ble målt med laseren plassert 60cm fra elementet, da dette er anbefalt fra produsent. Denne gir ut en spenning som er proporsjonal med hastigheten. WinMLS har en mulighet for å måle spenningen ved hjelp av et lydkort. Dette gjøres ved å kalibrere inngangen på lyd kortet med en signalgenerator. Samme kalibrering ble utført for å måle spenningen over terminalene på elementet.

5.3 Beregninger

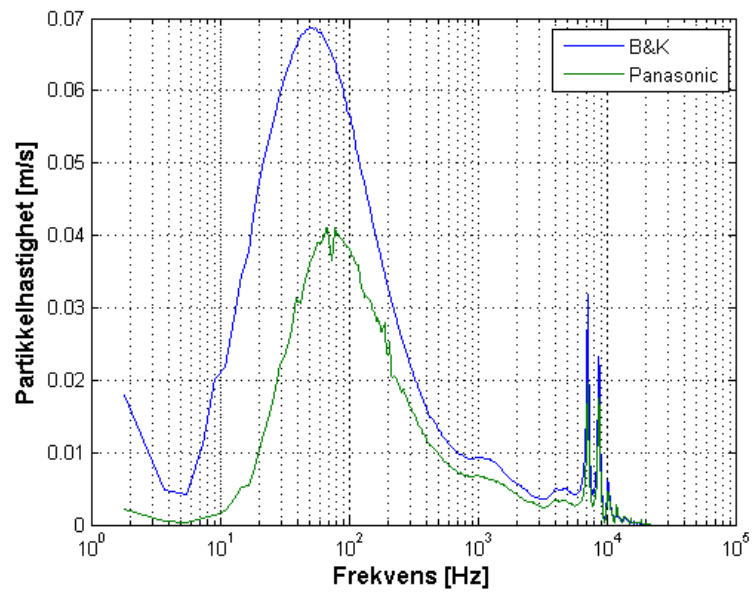
Alle beregninger ble gjort ved hjelp av MatLab-skriptet *hoved.m*. Denne benytter likning (34), for utregningen av partikkelhastigheten. Den kompenserer også for forskjellig respons i kanalene, ved hjelp av metoden vist i seksjon 4.3. De første 10000 samplingene av impulsresponsen ble brukt for å finne partikkelhastigheten. De neste 10000 samplingene ble brukt for å beregne støyen, slik at man kan beregne signal/støy-forholdet for målingene.

Kurvetilpasningen av overføringsfunksjonen ble gjort ved hjelp av MatLab-toolboxen *EzyFit*. Denne tilpasser en funksjon, her overføringsfunksjonen $H(s)$, og gir ut parametrene som gir den beste tilpasningen. For at tilpasningen skal lettere klare å konvergere trenger den initielle verdier på parametrene. Disse ble satt lik parametrene gitt i databladet for elementet. De parametrene som ikke var oppgitt ble beregnet ut i fra de oppgitte Q-verdiene.

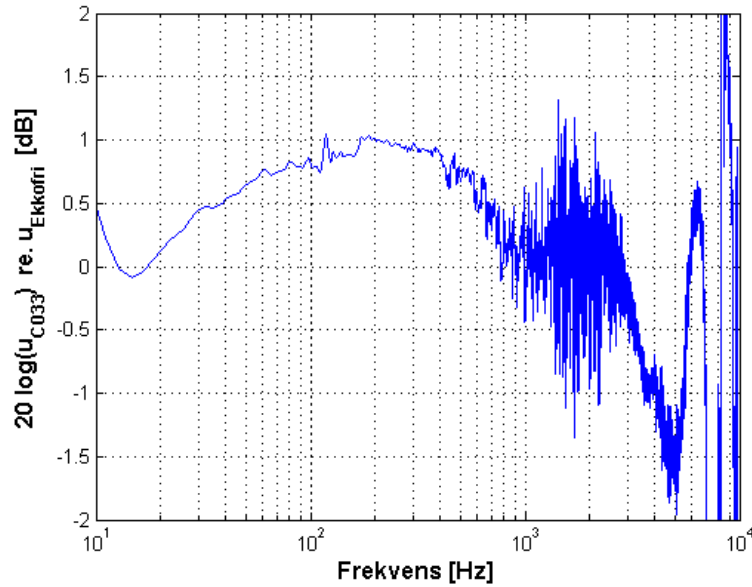
EzyFit gir også mulighet til å tilpasse funksjonen til en utvalgt del av måledataene. Dette gjøres ved å tegne et polygon rundt den delen av de plottede måledataene man vil benytte. Det er gunstig for å kunne fjerne høye og lave frekvenser som er utenfor gyldighetsområdet til målingene.

6 Resultater

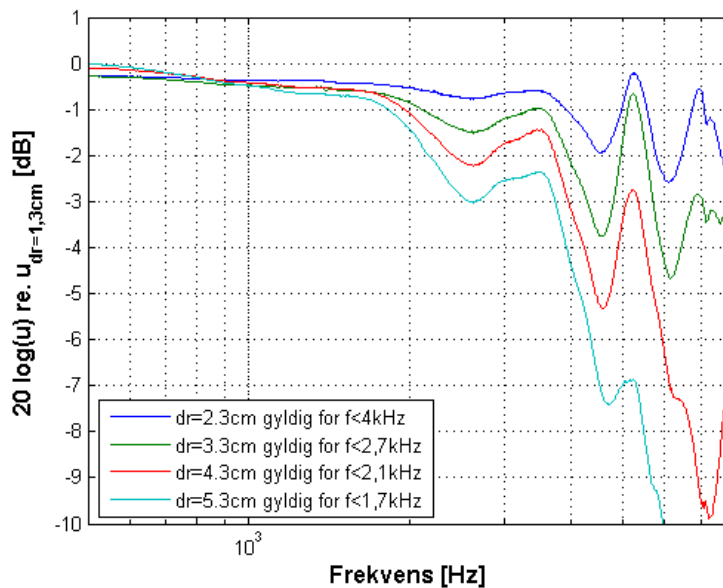
Dette kapitlet vil presentere alle resultatene og målingene som er gjort under arbeidet med prosjektet, for så å gjennomgå en grundigere analyse i den følgende diskusjonsdelen.



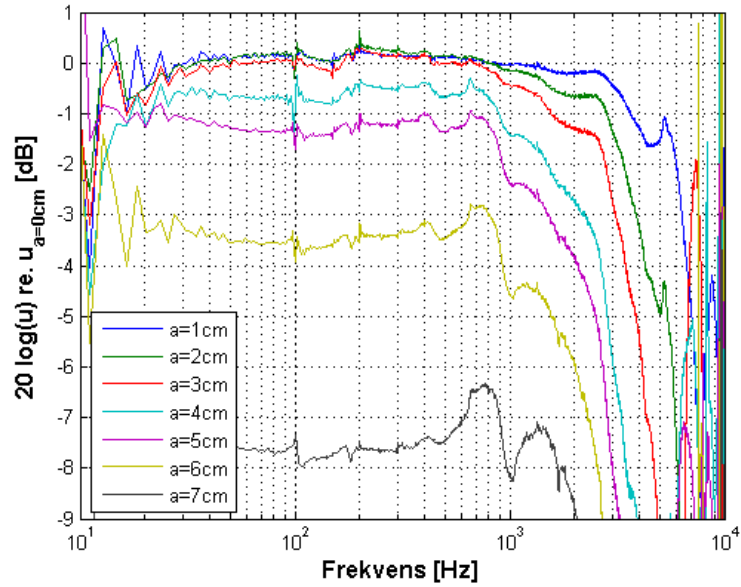
Figur 15: Partikkelhastighet målt med B&K og Panasonic-mikrofoner. Måleavstand=3cm. Mikrofonavstand=1,5cm.



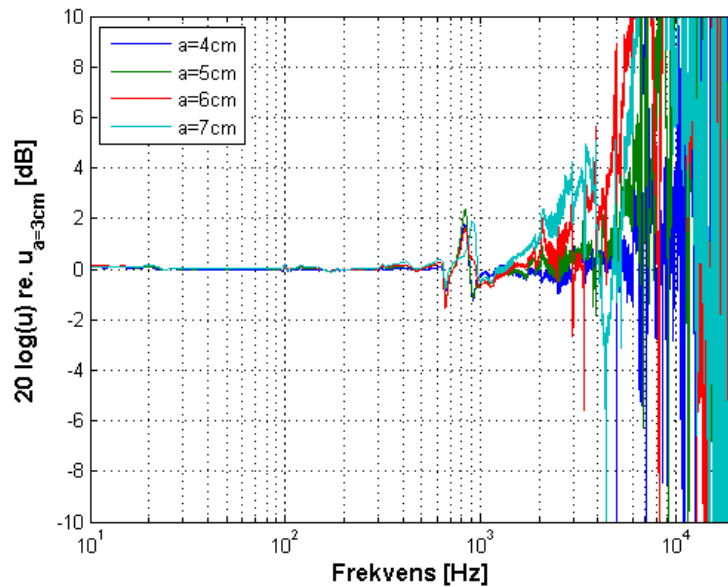
Figur 16: Avvik i målt partikkelhastighet med samme innstillinger i rom C033 og ekkofritt. Måleavstand=3,3cm. Mikrofonavstand=2,2cm.



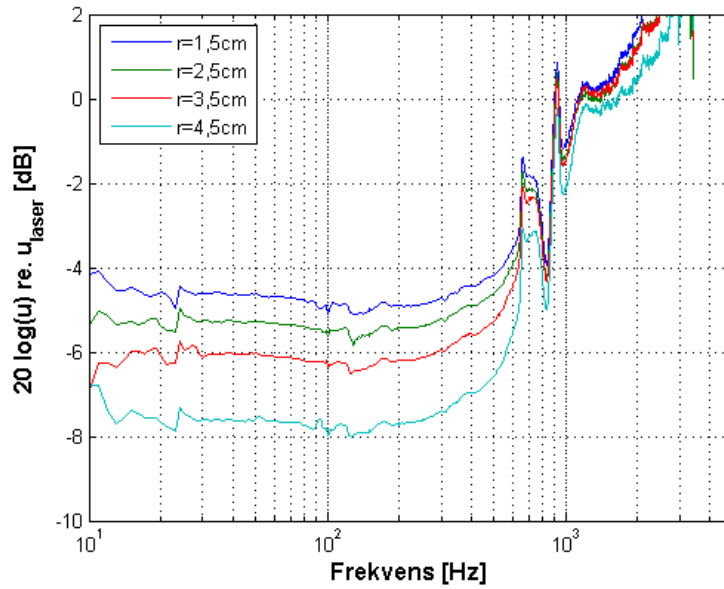
Figur 17: Avvik i partikkelhastighet målt for forskjellig mikrofonavstand i forhold til en mikrofonavstand på 1,3cm, med en gyldighet opp til 7kHz. Måleavstand=8cm.



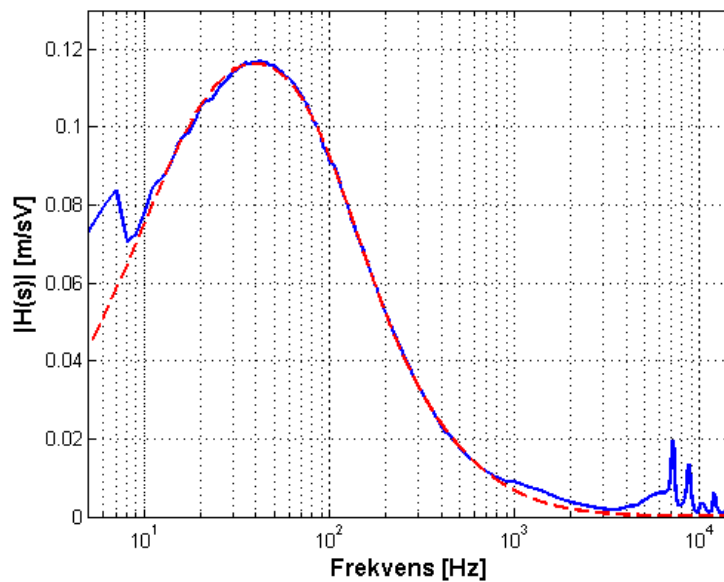
Figur 18: Avvik i partikkelhastighet for måleposisjon gitt av a ut fra sentrum av element i forhold til $a=0\text{cm}$. Måleavstand=3cm. Mikrofonavstand=1,5cm.



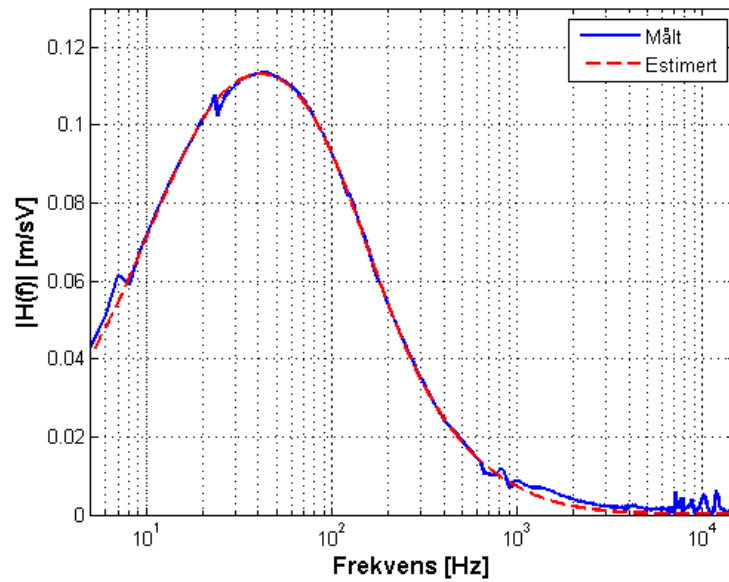
Figur 19: Avvik i membran hastighet for forskjellige målepunkter målt med laser gitt av a ut fra sentrum i forhold til $a=3\text{cm}$, som er inntil membranens feste til svingspolen.



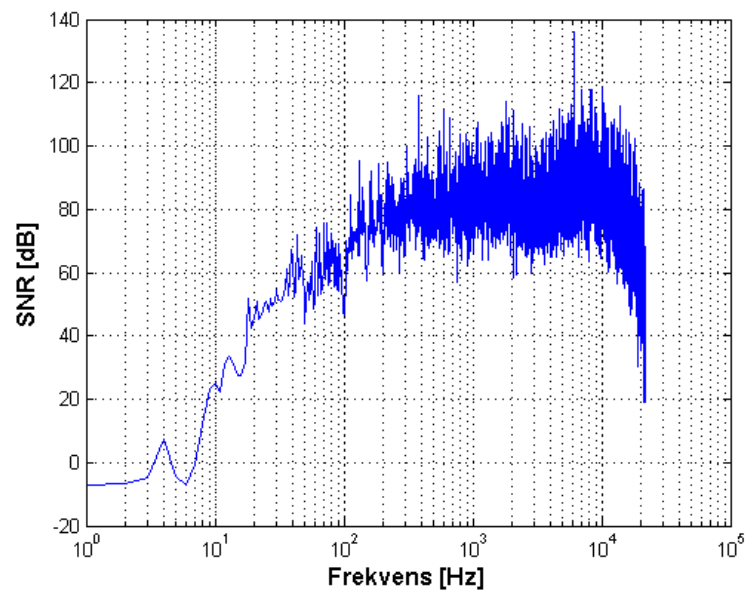
Figur 20: Partikkelhastighet målt for forskjellig måleavstand i forhold til lasermåling av membranhastigheten. Mikrofonavstand=1,3cm



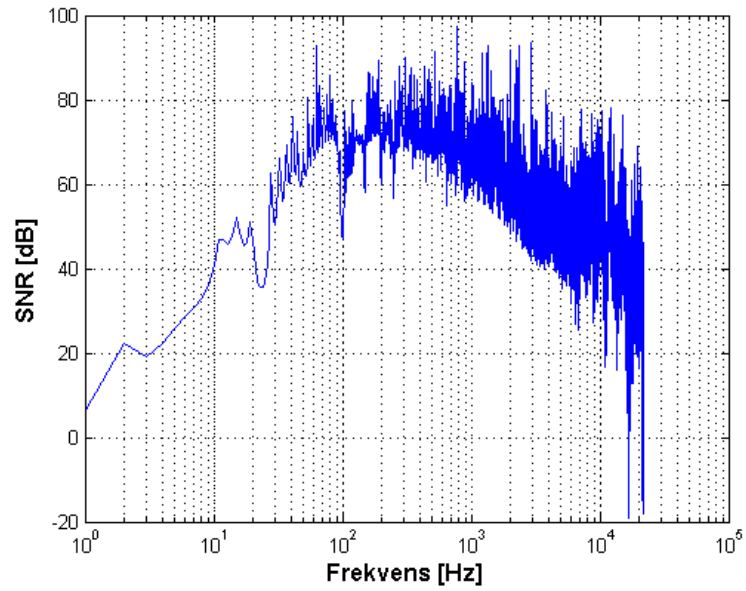
Figur 21: Kurvetilpasning av overføringsfunksjon målt med to mikrofoner og kompensert for måleavstand. Måleavstand=1,5cm. Mikrofonavstand=1,3cm



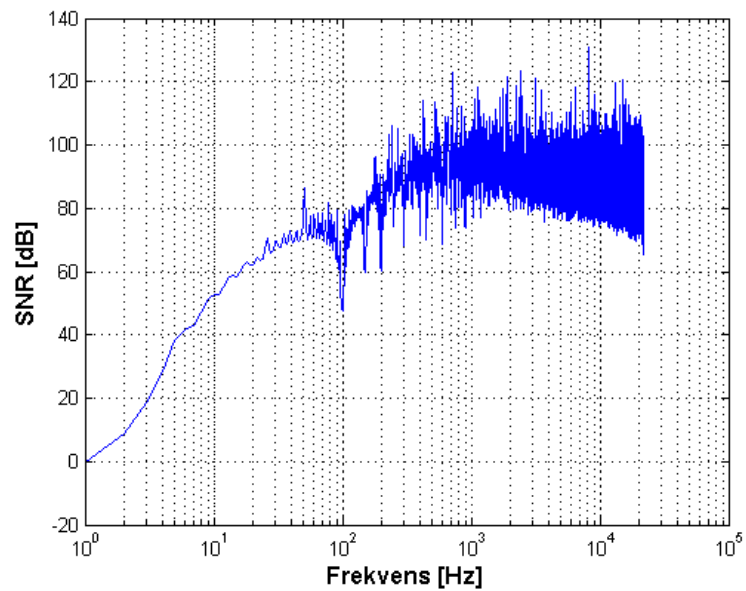
Figur 22: Kurvetilpasning av overføringsfunksjon målt med laser.



Figur 23: Signal/støy-forhold for partikkelhastighet målt med to mikrofoner.



Figur 24: Signal/støy-forhold for membran hastighet målt med laser



Figur 25: Signal/støy-forhold for målt spenningsignal.

Tabell 1: Elementparametre

Målemetode:	2 Mikrofoner*	Laser	Datablad
R_E	5,36 Ω	5,61 Ω	5,8 Ω
L_E	1,15 mH	1,09 mH	1,06 mH
L_2	0,85 mH	0,71 mH	
R_2	0,91 Ω	1,02 Ω	
C_{MES}	0,34 mF	0,31 mF	0,27 mF
L_{CES}	58,9 mH	59,6 mH	71,2 mH
R_{ES}	32,8 Ω	37,1 Ω	33,7 Ω
Bl	7,41 N/m	7,69 N/m	7,2 N/m
C_{MS}^{**}	1,07 m/N	1,01 m/N	13,7 m/N
M_{MS}^{**}	19,1 g	18,5 g	14,2 g
R_{MS}^{**}	1,67 Ns/m	1,59 Ns/m	1,54 Ns/m

*Kompensert for måleavstand **Parametre beregnet av de andre parametrene

7 Diskusjon

7.1 Mikrofonvalg

En av de første problemstillingene man må ta hensyn til når man skal måle partikkelhastigheten med to mikrofoner, er selvfølgelig valg av mikrofontype. Det ble tidligere vist i likning (8) hvordan partikkelhastigheten faller med avstand fra et stempel i baffel. Derfor er det ønskelig å kunne måle dette nærmest mulig elementet, siden det er membranhastigheten man vil ha for å gjøre beregningene. For å oppnå dette trenger man noen små mikrofoner som kan plasseres nesten inntil elementet.

De første mikrofonene som ble testet var noen små 1/4-toms elektretmikrofoner fra Panasonic. I figur 15 ser man hvordan disse måler i forhold til mikrofonene fra B&K, gjort med samme innstillinger. Her er det tydelig at disse har en fallende respons ved lavere frekvenser. Dette ser man ved at resonansfrekvensen er flyttet høyere opp, og at partikkelhastigheten blir tydelig lavere ved lave frekvenser. Resonansfrekvensen for dette elementet er oppgitt til å ligge på 36 Hz i frifelt. Ut fra dette ser man at man er avhengig av å kunne ha en flat respons fra mikrofonene i det aktuelle måleområdet. Dette kan kompenseres for ved en kalibrering av responsen, men i dette prosjektet ble ikke det prioritert. Derfor ble det etter dette kun målt med mikrofonene fra B&K, siden de har en flat respons ned til 10 Hz.

7.2 Innvirkning av refleksjoner

Den neste utfordringen var å se på hvordan målingene blir påvirket av refleksjoner, ved å gjøre målingene i et vanlig rom istedenfor ekkofritt. Ved å måle ekstremt nært elementet skulle man anta at direktelyden er såpass mye sterkere enn refleksjonene fra overflatene at de ikke ville ha en signifikant innvirkning på målingene. I figur 16 vises forskjellen mellom to like målinger foretatt i henholdsvis ekkofri-laben og rom C033 på NTNU. Her ser man at målingene gjort i rom C033 har en overestimering i forhold til målingene gjort i ekkofri i frekvensområdet opp til 1 kHz. Over dette begynner partikkelhastigheten å bli så liten at bitopløsning ikke er god nok, og man får dermed avrundingsfeil. I tillegg vil mikrofonavstanden gjøre at approksimeringen blir mer unøyaktig for disse frekvensene.

7.3 Mikrofonavstand

I figur 17 vises hvordan mikrofonavstanden påvirker den approksimerte partikkelhastigheten. Her ser vi tydelig at responsen begynner å falle av ettersom de nærmer seg sin gyldighetsgrense gitt av likning (36). Under denne frekvensen er forskjellen mellom målingene neglisjerbare, og andre unøyaktigheter ved målingene gir en større påvirkning. Dette kan være både plassering av mikrofonene etter at de er snudd, og unøyaktig avstandsmåling mellom mikrofonene.

7.4 Måleposisjon

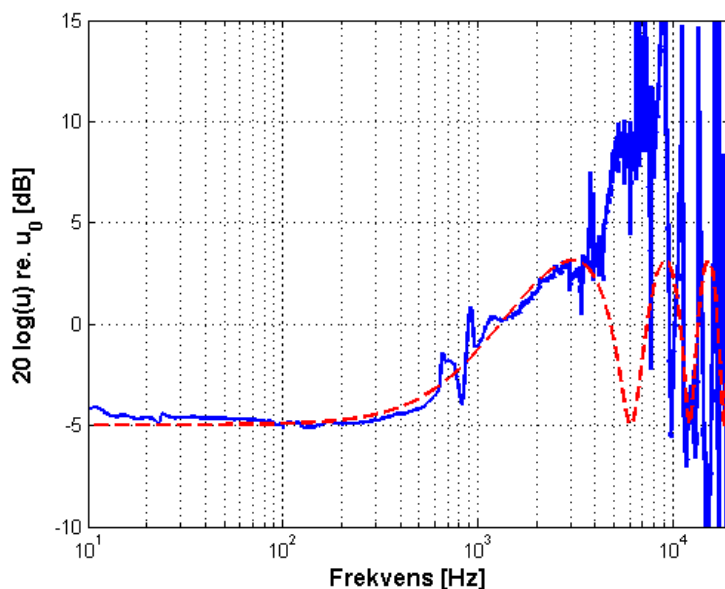
Ved å ha en måleposisjon som avviker fra aksen til elementet vil den approksimerte partikkelhastigheten avta som vist i figur 18. Et avvik på opptil 3cm gir her neglisjerbare avvik opp til 1kHz, over dette begynner det å avta mye. For måleposisjoner som er enda lenger fra sentrum vil man få et enda større avvik som går over hele frekvensområdet. Dermed kan man si at det er viktig at måleposisjonen ikke avviker for mye fra sentrum. En årsak til at partikkelhastigheten underestimeres er at den reelle avstanden mellom mikrofonene blir mindre lenger fra sentrum på grunn av den sfæriske spredning til lydbølgene.

I figur 19 vises hvordan membranhastigheten varierer for målepunkter med ulik radius målt med en laser. Der ser man tydelig at elementet svinger som et stivt stempel opp til 600Hz. For frekvenser over dette varierer membranhastigheten betydelig på grunn av sterke oppbrytninger i membranen. For et ideelt element vil hele membranen svinge likt med svingspolen, derfor er det gunstig å måle nærmest mulig festet mellom membranen og svingspolen, for at ikke oppbrytningene skal påvirke målingene for mye.

7.5 Måleavstand

Den største bakdelen med å bruke to mikrofoner for å bestemme membranhastigheten, er selvfølgelig at man måler på en avstand fra membranen. Figur 20 viser hvordan partikkelhastigheten avtar i forhold til membranhastigheten for noen gitte avstander. For lave frekvenser ser man at partikkelhastigheten avtar jevnt med avstand. Dette sammenfaller med teorien gitt av likning (8). I figur 26 vises sammenhengen mellom den målte partikkelhastigheten og teori for en avstand på 4,3cm. Den målte hastigheten er den samme som

er merket med $r = 1,5\text{cm}$ i figur 20. Denne avstanden er fra målepunkt til rammen til elementet. Dybden av membranen er på $2,8\text{cm}$, derfor passer det med at den egentlige måleavstanden er $4,3\text{cm}$.



Figur 26: Målt og teoretisk partikkelhastighet for en avstand på $4,3\text{cm}$ fra et element med radius= 9cm .

Tabell 2: Sammenlikning av målt og estimert måleavstand

Målt	4,3cm	5,3cm	6,3cm	7,3cm
Estimert	4,3cm	4,8cm	5,3cm	6,9cm

Tabell 2 viser sammenhengen mellom den målte og estimerte måleavstanden. For eksempelet over viste det seg at den estimerte og målte avstanden stemte overens. For de andre avstandene ser man at den effektive måleavstanden ikke øker i samme takt som den målte. Det kan dermed virke som partikkelhastigheten avtar tregere enn det teorien skulle tilsi. For en gitt avstand er det dermed vanskelig å kunne kompensere for måleavstanden, siden den effektive måleavstanden varierer med den målte avstanden. Den estimerte avstanden avtar dessverre ikke proporsjonalt med måleavstanden, dermed kan man ikke trekke noen generelle regler for hvordan måleavstanden skal kompenseres.

Denne kompenseringen er essensiell for i det hele tatt å kunne beregne noen parametre. Hvis man hadde benyttet en hastighet, som avviker med flere dB

under membran hastigheten, blir følgelig de estimerte parametrene helt feil. Derfor er det viktig at kompenseringen er så nøyaktig som mulig.

En årsak til at teorien ikke stemmer med målingene, er at teorien er for et stempel i en uendelig baffel, mens det er målt uten baffel. Den tar heller ikke hensyn til at membranen har en konisk form, men dette er ikke mulig å beregne rent analytisk. Dermed er man avhengig av å simulere partikkelhastigheten for et konisk element for å kunne prøve å finne en kompensering som kan erstatte tilnærmingen av et stempel baffel.

7.6 Kurvetilpasning

Etter å ha kompensert for måleavstanden for 2-mikrofonmålingen, ble det funnet en tilpasning av overføringsfunksjonen, som vist i figur 21. Her ser man at tilpasningen er veldig bra i det viktigste området. Det vil si rundt resonansfrekvensen og oppover i frekvens. For frekvenser under 10Hz er det store avvik, men dette skyldes i hovedsak at det for så lave frekvenser er veldig små faseforskjeller for de to målepunktene, og dermed at de blir spist opp av støy og andre unøyaktigheter. Ved høye frekvenser er heller ikke målingene gyldige på grunn av differansefeil. De estimerte parameterverdiene fra denne målingen er gjengitt i tabell 1.

Parametrene har kun små avvik i målingene gjort med to mikrofoner og laser. Disse kan i hovedsak tillegges usikkerheten ved kurvetilpasningen. L_{CES} avviker med rundt 20% fra målingene til databladet, og er det klart største avviket. Dette er en elektrisk induktans, som representerer kompleansen i opphenget. Denne er vist å være avhengig av styrken på det påførte signalet [2]. Det antas derfor at parametrene i databladet er blitt beregnet med en annen inngangsspenning enn det er gjort i dette tilfellet, og som dermed forklarer det store avviket.

Figur 23 viser SNR for målingen av partikkelhastighet med to mikrofoner. Her ser man at SNR-nivået er veldig bra, unntatt for veldig lave frekvenser. Derfor kan man som sagt ikke ta med de laveste frekvensene når man skal kurvetilpasse overføringsfunksjonen. For tilfellet med laser, vist i figur 24, ser man at SNR-nivået holder seg over 20dB helt ned til noen få Hertz. Dermed kan man bruke hele målingen til kurvetilpasningen. Et interessant moment er hvordan SNR-nivået har en fallende kurve for høyere frekvenser. Dette kan ses på som en effekt av at membranen får oppbrytninger, og dermed ikke svinger som et stivt stempel lenger.

Tilpasningen av overføringsfunksjonen ved lasermålingen er vist i figur 22.

Her ser vi at tilpasningen følger hele veien ned i frekvens, siden den ikke har de samme begrensningene, som for målingene med to mikrofoner. Den er i tillegg bedre for de høyere frekvensene også.

For begge tilfellene varierer parameterverdiene noe ved valg av måleområde for kurvetilpasningen. Dette kommer av at det ikke er noen redundans i denne målingen, og at parametrene er avhengig av hverandre. Derfor vil kurvetilpasningen bli ustabil og ikke klare å konvergere og dermed at parameterverdiene varierer, selv om tilpasningen blir bra. Det ble testet med å sette DC-motstanden Re til den oppgitte verdien fra databladet. Ved å gjøre dette ble kurvetilpasningen stabil, og konvergente til samme resultat.

7.7 Sammenlikning av målemetoder

Formålet med med å prøve denne type måling i forhold til den gamle metoden var å kunne unngå å gjøre en ekstra måling, som innfører enda flere feilkilder. Det er i tillegg tidkrevende å måtte montere elementet i flere oppsett. Ved måling av elementet i kasse kan både lekkasjer og unøyaktig måling av det interne volumet medføre feil. Hvis man istedenfor kassemålingen plasserer en ekstra masse på membranen kommer det problemer med festing av denne, samt at elementet kan bevege seg skjevt hvis det plasseres usymmetrisk på membranen.

En forskjell i metodene er at den klassiske metoden finner Q -verdier, som beskriver en mer generell oppførsel til elementet, mens nye metoder bruker kurvetilpasning for å finne de eksakte parametrene direkte. Det er en fordel når man skal bruke de til å simulere hvordan en høyttaler oppfører seg i en bestemt kasse, eller annen montering. Man har også muligheten til å innføre ulineære parametre, som for eksempel tap i den mekaniske stivheten C_{MS} . Dette blir ofte omtalt som *Creep-effect* [12].

Måling med laser vil gi en bedre måling enn to mikrofoner ved lave frekvenser. For et bass/mellomtone-element, som det er testet med her, vil mye av informasjonen ligge i de lave frekvensene. Ved at man da kan måle lenger ned i frekvens, og dermed kunne bruke et større område av måleområdet for kurvetilpasningen, vil denne konvergere lettere.

To-mikrofonmålingene er som nevnt avhengig av at man kan kompensere rimelig nøyaktig for måleavstand. Dette innfører dermed en ekstra feilkilde i forhold til å måle med laser. For høye frekvenser vil partikkelhastigheten ha store variasjoner nærme elementet som vist i figur 5. Dermed vil som sagt målingen bli veldig unøyaktig, og som man kan se av figur 26, vil den

teoretiske hastigheten variere veldig fra den målte. Dette gjør at den målte partikkelhastigheten blir ugyldig allerede fra 3kHz, selv om den i følge likning (36) skulle holde helt opp til 7kHz.

8 Konklusjon

Dette prosjektet har tatt for seg uttesting av en ny metode for å beregne Thiele/Small-parametrene til et element. Det har blitt testet ut om membran hastigheten til elementet kan finnes ved å måle partikkelhastigheten ved hjelp av to mikrofoner, og sammenlignet dette med en lasermåling.

Mikrofonene er avhengig av å ha en flat frekvensrespons i hele det aktuelle området for høyttalerelementet. Dette vil si fra godt under resonansfrekvensen og opp så langt som mulig. En fallende lavfrekvensrespons flytter den målte resonansfrekvensen oppover. Selv om man måler veldig nærme elementet vil refleksjoner fra overflater i rommet påvirke målingen betydelig. Det er derfor nødvendig å måle i et godt dempet rom, helst ekkofritt.

Faseforskjell mellom målemikrofonene gir en stor feil for lave frekvenser. Det er vist en metode for å kompensere for dette. Partikkelhastigheten foran elementet har en avtagende kurve. Måleavstanden tilgjør derfor at man må kompensere for dette. Koniske membraner gjør at man ikke har en flat overflate å måle avstanden til. For det testede elemente ble det funnet at den effektive måleavstanden varierer med faktisk måleavstand. Dermed var det ikke mulig å finne en generell metode for å kompensere for måleavstanden. For et tilfelle ble det kompensert for avstanden ved hjelp av det teoretiske uttrykket for partikkelhastigheten fra et stempel i baffel. Da viste målingen seg å stemme overens med lasermåling av membran hastigheten, men dette var etter å ha tilpasset måleavstanden til målingen.

Kurvetilpasning av overføringsfunksjonen mellom terminalspenning og membran hastighet, ble funnet å være noe ustabil. Dette er fordi parametrene er avhengig av hverandre, og at det ikke er noen redundans i målingene. Ved å først bestemme DC-motstanden til elementet, konvergente kurvetilpasning stabilt. Å bruke DC-motstanden er veldig nyttig da målingene med to mikrofoner ikke gir noen bra resultat for lave frekvenser. Derfor gir den et godt utgangspunkt for kurvetilpasningen.

Metoden er vist å kunne være et kjapt og enkelt alternativ til den klassiske metoden. Den gir i tillegg eksakte parameterverdier for elementet istedenfor generelle Q-verdier. Man unngår også feilkilder ved kasselekkasjer og måling

av internt kassevolum eller festing av ekstra masse på elementet. Det største hinderet for metoden er å kunne bestemme den nøyaktige måleavstanden, og det er det ikke nok resultater i fra dette prosjektet til å si noe spesifikt om.

A Utstyr

Tabell 3: Utstysrliste

	Navn	Serienummer
Måleprogram	WinMLS v1.08PreRelease	
Lydkort	D-Audio Axyz	009900099
Lydkort	Lynx TWO-C	
Høyttalerelement	SEAS L18RNX/P	H1224-08
Mikrofon	Brüel & Kjær Type 4943	2527718
Mikrofon	Brüel & Kjær Type 4943	2527719
Mikrofon	Panasonic	
Mikrofon	Panasonic	
Mikrofonforforsterker	Brüel & Kjær Type 2619	404103
Mikrofonforforsterker	Brüel & Kjær Type 2619	545581
Mikrofonforsterker	Norsonic FrontEnd Type 336	25591
Forsterker	QUAD 50E	CB-4053
Laser	Polytec OFV-353	1 99 0673
Laserkontroller	Polytec OFV-2200	1 99 0709
Mikrofonkalibrator	Brüel & Kjær Type 4230	752331

B MatLab-kode

Contents

```
% Beregner og plotter H(S)
```

Innlasting

```
[p1a,fs1]=loadimp('par1aCh1_.wmb');  
[p2b,fs2]=loadimp('par1aCh2_.wmb');  
[p2a,fs3]=loadimp('par1bCh1_.wmb');  
[p1b,fs4]=loadimp('par1bCh2_.wmb');  
  
p1a=p1a(1:12000);  
p2a=p2a(1:12000);  
p1b=p1b(1:12000);  
p2b=p2b(1:12000);
```

Konvertering til frekvensplan

```
nfft=44000;  
P1a=fft(p1a,nfft);  
P2a=fft(p2a,nfft);  
P1b=fft(p1b,nfft);  
P2b=fft(p2b,nfft);  
  
P1a=P1a(1:length(P1a)/2);  
P2a=P2a(1:length(P2a)/2);  
P1b=P1b(1:length(P1b)/2);  
P2b=P2b(1:length(P2b)/2);
```

Kompensering for forskjellig gain i kanal a og b

```
Pa=times(P1a,P2a);  
Pb=times(P1b,P2b);  
komp=rdivide(Pa,Pb);  
komp=sqrt(komp);  
  
P2b=times(P2b,komp);  
P1b=times(P1b,komp);
```

Utrekning av partikkelhastighet

```
dP=P2b-P1a;
rho=1.168;
dr=0.0127;
fvec = fs1/nfft*(0:nfft/2-1).';
w=2*pi.*fvec;
U=1./(j*w*rho).*dP/dr;
```

Laser

```
ul=loadimp('l1.wmb');
ul=ul(1:10000);
ul=ul*0.125;
u=fft(ul,nfft);
U(1,:)=u(1:nfft/2);
```

Kompensering for avstand

```
a=0.09;
r=0.055;
k=w/344;
ut=exp(-j.*k*r)-r/sqrt(r^2+a^2).*exp(-j*k.*sqrt(r.^2+a^2));
U=U./ut;
```

Spenning

```
v=loadimp('l1.wmb');
v=v(1:10000);
V=fft(v,nfft);
V=V(1:nfft/2);
```

Overføringsfunksjon

```
H=U./V;
```

Plotting

```
semilogx(fvec,20*log10(abs(H)),'LineWidth',1.5);
grid on
xlabel('Frekvens [Hz]','fontSize',12,'fontweight','b')
ylabel('|H(s)| [dB]','fontSize',12,'fontweight','b')
```

C Utledninger

Feil fra planbølge

Lydtrykk og partikkelhastighet for planbølge er gitt av

$$p(r) = Ae^{-jkr} e^{j\omega t}$$
$$u(r) = \frac{A}{\rho_0 c} e^{-jkr} e^{j\omega t}$$

Sammenhengen mellom målepunktene r_1 og r_2 , mikrofonavstanden Δr og approksimeringspunktet r er gitt av

$$r_1 = r - \frac{\Delta r}{2}$$
$$r_2 = r + \frac{\Delta r}{2}$$

Approksimert partikkelhastighet i punkt r er gitt av

$$\hat{u}(r) = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{p(r_2) - p(r_1)}{\Delta r}$$
$$= -\frac{A}{j\omega\rho_0} \frac{e^{-jkr_2} - e^{jkr_1}}{\Delta r} e^{j\omega t}$$

Forholdet mellom approksimert og virkelig partikkelhastighet

$$\frac{\hat{u}(r)}{u(r)} = -\frac{c}{j\omega\Delta r} \frac{e^{-jkr_2} - e^{jkr_1}}{e^{-jkr}}$$
$$= \frac{2}{k\Delta r} \frac{e^{jk\Delta r/2} - e^{-jk\Delta r/2}}{j2}$$
$$= \frac{\sin k\frac{\Delta r}{2}}{k\frac{\Delta r}{2}}$$

Feilen fra approksimasjonen er gitt av

$$L_e = 20 \log \left(\frac{\hat{u}(r)}{u(r)} \right) = 20 \log \left(\frac{\sin k\frac{\Delta r}{2}}{k\frac{\Delta r}{2}} \right)$$

For at feilen fra approksimeringen skal være mindre enn 1dB må

$$|L_e| \leq 1\text{dB}$$
$$\Rightarrow \lambda \geq 3,8\Delta r$$

Referanser

- [1] E. Geddes og A. Phillips: *Efficient Loudspeaker Linear and Nonlinear Parameter Estimation*, Preprint #3164, 91st AES Convention, New York, 1991.
- [2] W. Klippel og U. Seidel: *Fast and Accurate Measurement of Linear Transducer Parameters*, Preprint #5308, 110th AES Conventintion, Amsterdam, 2001.
- [3] Nettside: *Høyttaler - Wikipedia*, <http://no.wikipedia.org/wiki/Høyttaler>, sist besøkt: 01.05.2007.
- [4] W. Marshall Leach Jr: *Introduction to Electroacoustics and Audio Amplifier Design*, 2. utgave, Kendall/Hunt Publishing Company, 1999.
- [5] Leo L. Beranek: *Acoustics*, McGraw-Hill, 1954.
- [6] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B.Coppens og J.V. Sanders: *Fundamentals of Acoustics*, 4. utgave, John Wiley & Sons Inc. 2000.
- [7] U.P. Svensson, K. Sakagami og M. Morimoto: *Line Integral Model of Transient Radiation from Planar Pistons in Baffles*, Acta Acoustica, vol.87, 2001.
- [8] A.N. Thiele: *Loudspeakers in Vented Boxes: Part I*, Journal of the Audio Engineering Society, no.5, vol.19, 1971.
- [9] A.N. Thiele: *Loudspeakers in Vented Boxes: Part II*, Journal of the Audio Engineering Society, no.6, vol.19, 1971.
- [10] R.H. Small: *Direct-Radiator Loudspeaker System Analysis*, IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, no.4, vol.AU-19, 1971.
- [11] M.J. Crocker og J.P. Arenas: *Fundamentals of the Direct Measurement of Sound Intensity and Practical Applications*, Acoustical Physics, vol. 49, 2003.
- [12] M.H.Knudsen og J.G. Jensen: *Low-Frequency Loudspeaker Models that Include Suspension Creep*, Journal of the Audio Engineering Society, vol.41, 1993.