

Elektroakustik

af

Tore Arne Skogberg

2016



Indholdsfortegnelse

1 INTRODUKTION.....	5
1.1 Symboler.....	6
1.2 Hørelsen.....	7
1.3 Måling af lyd.....	12
1.4 Mikrofonen.....	13
1.5 Taleforståelse.....	16
1.6 Musikopfattelse.....	18
1.7 Lydens udbredelse.....	22
1.8 Interferens.....	24
1.9 Design af et kabinet.....	28
2 HØJTTALEREN.....	29
2.1 Højtalerprincipper.....	29
2.2 Højtalerens model.....	32
2.3 Lydtryk.....	41
2.4 Uændelig baffel.....	42
2.5 Baffel.....	43
2.6 Lukket kabinet.....	49
2.7 Basreflex kabinet.....	53
2.8 Passiv slave.....	58
2.9 Frekvensrespons.....	60
2.10 Hornhøjtaler.....	66
2.11 Aktiv korrektion.....	71
3 DELEFILTER.....	81
3.1 Simple delefiltre.....	81
3.2 Anden-ordens filter.....	82
3.3 Kompenseringeskredsløb.....	84
3.4 Sikring.....	85
3.5 Aktivt delefilter.....	87
3.6 Effektforstærker.....	88
4 LYTTERUMMET.....	89
4.1 Stående bølger.....	89
4.2 Geometrisk rumakustik.....	91
4.3 Statistisk rumakustik.....	94
5 APPENDIKS.....	97
5.1 Bølgeligningen.....	97
5.2 Plane bølger.....	100
5.3 Lydudbredelse i rør.....	103
5.4 Lydudbredelse i rektangulære rum.....	105
5.5 Sfæriske bølger.....	107
5.6 Strålingsimpedans.....	109
5.7 Energibetrægtninger.....	110
5.8 Diffust lydfelt.....	113
5.9 Analogier.....	115
5.10 Referencer.....	117
5.11 Stikordsregister.....	118

1 INTRODUKTION

Elektroakustik omfatter optagelse, distribution og gengivelse af lyd. Vi skal derfor kende menneskets lydopfattelse, forstå betydningen af refleksioner fra lytterummets flader og vores evne til at diskriminere mellem lyde med forskellig retning eller frekvensindhold. Distributionen af lyd gennem CD, TV, radio og streamede tjenester kan hørbart påvirke kvaliteten af det modtagne og det samme gør både højttaler og kabinet på grund af refleksioner og diffraktion samt placeringen i lytterummet.

Dette kapitel introducerer vor lydopfattelse og nogle få karakteristika ved tale og musik samt vigtige problemstillinger ved en højttalerenhed i et kabinet. Grundlaget for funktionen af en højttaler med delefilter og lytterummets egenskaber præsenteres i de efterfølgende kapitler med det teoretiske fundament i appendiks. Du opfordres til at søge efter supplerende information i litteraturen eller fra de mange organisationer der arbejder med lyd.^{1,2}

Internettet er fuld af anbefalinger som kan være værd at studere selv om man skal være skeptisk og ikke tro på alle skrønerne. Den nok mest interessante hjemmeside af dem alle er LinkwitzLab hvor Sigfried Linkwitz deler sin langvarige erfaring om højttalere og delefiltre.³

Lydopfattelsen har både en naturvidenskabelig og en humanistisk side. Selv om lyden gengives rent og neutralt så er vores opfattelse af lyden påvirket af situationen og vore holdninger. Vi danner os en helhedsvurdering baseret på ikke blot det hørte og sete, men også på den kontekst som en sælger eller et brochuremateriale definerer. Dertil er vi afhængige af hvad andre personer giver til kende eller det forløb der gik forud for lytteoplevelsen og vi er påvirkede af personlige kæpheste og om vi har det godt psykisk. Skal vi beskrive vores lydopfattelse overfor en anden person indskydes endnu et lag af hensynet til situationen og en mulig konsekvens af det givne svar.

Vi har med andre ord forladt det trygge ingeniørmiljø og begiver os ind i en verden hvor meninger kan have større betydning end logiske argumenter eller det som videnskaben anser for korrekt.

En højttaler kan beskrives som en transducer der blot omsætter det elektriske signal til et dermed proportionalt lydtryk, men det er en særdeles kompleks komponent med et ret omfattende katalog af egenskaber, forudsætninger og begrænsninger. Som det væsentlige skal højttalerenheden være af god kvalitet for vi kan nok justere på dens arbejdsbetingelser, men kun sjældent ændre dens egenskaber. Hvis højttaleren "lyder af pap" så bliver den ved med det uanset om resten af kæden er af sublim kvalitet. Højttalerenheden skal naturligvis have de rette arbejdsbetingelser for at yde sit bedste, men den kan også stille nogle urimelige krav til kabinettet, delefiltret eller placeringen i rummet som umuliggør det ønskede mål.

Design af et højttalersystem er en jungle og sigtet med denne bog er at vise en mulig vej til målet. Der er ikke tale om en bog for selvbyg, men om en guidet tour ind i en spændende og udfordrende verden. Jeg har valgt at gennemføre et design af en højttaler som et gennemgående emne, en rød tråd, der supplerer kapitlerne med målinger på en reel konstruktion.

Tore Skogberg

¹ Danmark: <http://www.danishsound.org/>.

² Internationalt: <http://www.aes.org/>.

³ Se fx <http://www.linkwitzlab.com/frontiers.htm>.

1.1 Symboler

Herunder gengives de vigtigste af de variable og parametre der vil blive benyttet i bogen.

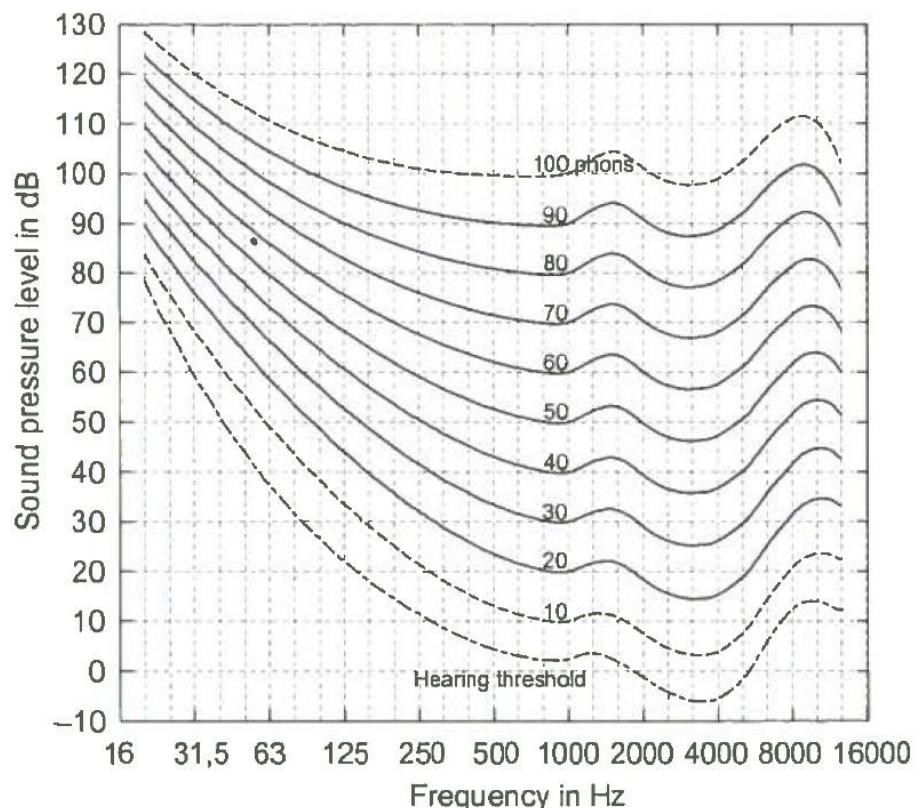
Symbol	Eksempel	Kommentar	Side	
Bl	5	Tm	Kraftfaktor	32
c	344	m/s	Lydens hastighed	22
C_{MB}	1,3	s ² /kg	Eftergiveligheden af den indespærrede luft	49
C_{MS}	1	mm/N	Eftergiveligheden af styr for svingspole og membran	32
f	-	Hz	Frekvens	97
F	-	N	Kraft	34
f_B	-	-	Grænsefrekvens for baffel	44
f_C	-	-	Grænsefrekvens for højttaler i lukket kabinet	51
f_S	50	Hz	Højttalerens frie resonans	35
k	-		Bølgetallet $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$	100
L_E	0,65	mH	Svingspolens selvinduktion	34
M_{MS}	0,01	kg	Massen af det bevægelige system	32
ω	-	rad/s	Vinkelhastighed $\omega = 2\pi f$	97
p	-	Pa	Lydtrykkets amplitude	22, 97
P_0	100	kPa	Det statiske lufttryk (barometerstand)	22, 97
q	-	m ³ /s	Højttalerens volumehastighed	41, 97, 112
Q_{MS}	3,53	-	Godheden hidrørende fra det mekaniske system	35, 50
Q_{ES}	0,50	-	Godheden hidrørende fra det elektriske system	50
Q_{TS}	0,44	-	Godheden af det svingende system	36, 50
ρ	1,18	kg/m ³	Luftens massefyldede ved havets overflade	22
R_E	6	Ω	DC modstanden af svingspolens tråd	34
R_{MS}	1	Ns/m	Tabsmodstand	32
S_D	0,0054	m ²	Det effektive areal (stempelarealet) af membranen	39
U_G	-	V	Generatorens spændingsamplitude	31
$U_{G\ RMS}$	2,83	V	RMS værdien af generatorens spænding	31
v	-	m/s	Membranens hastighed	35
V_{AS}	6	dm ³	Højttalerens ækvivalente volumen ($C_{MS} = C_{AB}$)	52
V_B	3,8	dm ³	Voluminet af det lukkede kabinet	49
x	-	m	Membranens udsving	35, 36
X_{MAX}	4	mm	Størst tilladelige udsving fra ligevægt	35

De viste værdier er for 100 mm bashøjttaleren SPH-100c fra det ledsagende projekt "PC Højttaler". Værdierne er typiske for en relativt lille højttaler med 100 mm ydre diameter.

1.2 Hørelsen

Den menneskelige hørelse adskiller sig ikke væsentligt fra andre pattedyr så oprindelsen dateres tidligt i udviklingsforløbet og der er siden sket tilpasning til de individuelle behov for racen. Der har været behov for at reagere på farlige lyde og for at ignorere dagligdagens lyde så hjernen er godt trænet til at sammenholde det hørte med det forventede. Det påvirker lydopfattelsen af musik for hjernen trækker på alle sanser så lydopfattelsen påvirkes både af synet og af en forventning om hvad der vil ske. En lydkilde kan opfattes som kommende bagfra hvis den overrasker og ikke er indenfor synsfeltet og en gentaget lyd kan undertrykkes hvis den ikke vurderes som farlig. Vi har en adaptiv hørelse og det vanskeliggør en analyse af hvordan vi opfatter lyde.

Lyd er tryksvingninger omkring det atmosfæriske lufttryk og den svageste lyd der kan opfattes har en amplitude på $20 \mu\text{Pa}$. Det niveau betegnes høregrænsen (*threshold of hearing*), 0 dB re $20 \mu\text{Pa}$ eller blot 0 dB SPL . En værdi på 60 dB SPL svarer til lydniveauet ved ørekanalen for en almindelig konversation og ved 140 dB SPL (200 Pa) har de fleste en smerteoplevelse. En langvarig og kraftig lyd nedslider hørelsen og man regner 85 dB SPL ved middel frekvenser for den grænse hvorover en daglig påvirkning gennem et helt arbejdsliv giver en varig høreskade.⁴



Figur 1.1 – Det menneskelige øres opfattelse af subjektivt konstant lydtryk med gengivelse over højttalere uden refleksioner og opfattet med to ører. ISO 226, 2003 [BM-129].

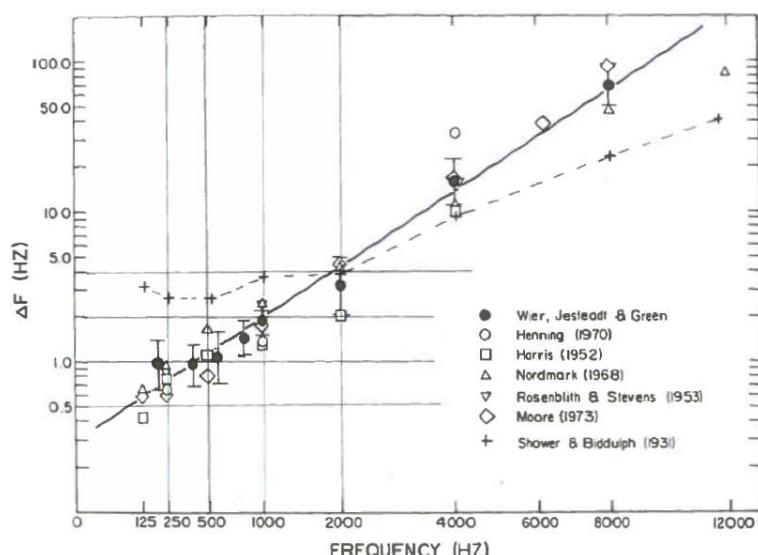
Kurverne angiver det lydtryk toner med forskellig frekvens skal have for subjektivt at opfattes som det samme lydniveau (*equal loudness contours*). Enheden for lydniveauer er phon der er lig med lydtrykket ved 1 kHz . Et lydniveau på 60 phon vil ved 100 Hz kræver at lydtrykket er 80 dB SPL og ved 30 Hz skal lydtrykket være 100 dB SPL for samme subjektive opfattelse. Det er begrundet ved mellemøres opbygning med to trommehinder adskilt af et luftvolumen. Frekvenser i området fra 2 til 5 kHz er specielt hørbare på grund af en resonans i den ydre ørekanal.

⁴ <http://arbejdstilsynet.dk/da/regler/at-vejledninger-mv/arbejdets-udforelse/d-6-1-stojs.aspx>.

1.2.1 Frekvensopfattelse

Det hørbare område strækker sig fra 15 Hz til 15 kHz.⁵ Kun få musikinstrumenter gengiver toner under 30 Hz med syntetiseret lyd som den væsentligste af undtagelserne. En FM radio og en DVD gengiver hovedparten af det hørbare område mens den gamle telefon kun nåede op til 3,5 kHz og det samme gælder AM radio. Frekvensområdet over 3,5 kHz har stor betydning for taleforståelsen, retningsopfattelsen og vurdering af lydkvalitet. Ældre mennesker mister gradvist evnen til at høre høje frekvenser hvilket påvirker udbyttet af en samtale mellem personer der taler i munden på hinanden (*cocktail effekten*). Opfattelsen af høje frekvenser kan ødelægges af kraftige lyde som geværskud og nytårsfyrværkeri og hjernen kan substituere det manglende signal med en konstant tone eller hvislen der kaldes for tinnitus og som ikke kan helbredes.

Kurverne på side 7 er et resultat af evolutionen der har optimeret vores genkendelse af vigtige lyde som barnegråd, stemmer og faresignaler gennem den omgivende støj der ses at være domineret af de lavfrekvente lyde fra vinden. For at have nytte af frekvensomfanget på tre dekader skal vi kunne skelne mellem lave og høje frekvenser og et normalt øre kan opfatte en relativ ændring på mindre end 1 % i hovedparten af frekvensområdet [BM-199].



Figur 1.2 – Grænsen for de hørbare frekvensvariationer som funktion af centerfrekvensen. Målingerne benyttede to toner i sekvens med undtagelse af den stippled linje hvor der benyttede en sekvens af en fast tone og en frekvensmoduleret tone [BM-198].

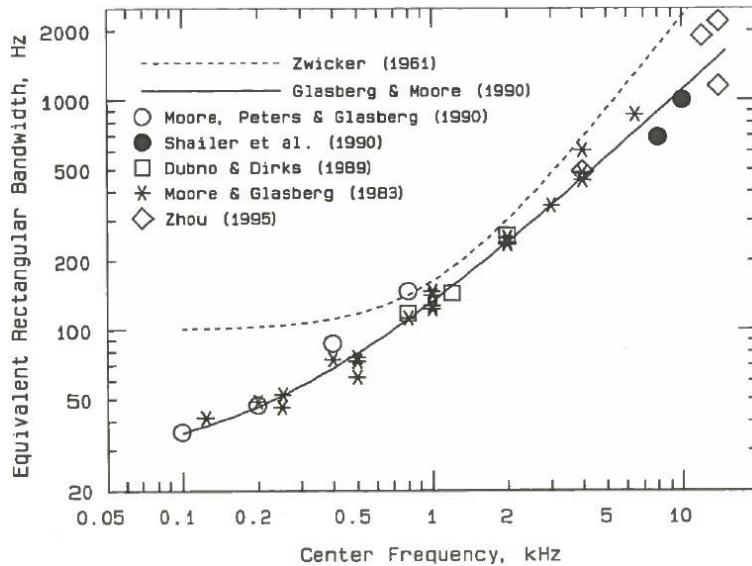
Relateres frekvensændringen ΔF til centerfrekvensen er grænsen ti 0,5 % ved 125 Hz faldende til 0,2 % ved 500 - 2000 Hz og stigende mod 10 % ved højere frekvenser.

Vi har ikke en præcis opfattelse af absolut frekvens med enkelte musikere som undtagelse.⁶ Øret kan skelne mellem to samtidige toner hvis deres indbyrdes afstand er større end givet ved ørets ækvivalente båndbredde *ERB* (*equivalent rectangular bandwidth*) der ses herunder. Hvis tonerne ligger i større afstand end givet ved *ERB* vil de opfattes som to individuelle toner og ellers vil de kombineres til en gennemsnitlig frekvens med en kraftig modulation af signalernes amplitude på frekvensdifferensen. Kurven gælder for svingning af typen sinus for øret for hjernen anvender de harmoniske overtoner og andre lyde for diskrimination mellem tonerne.

Evnens til at skelne mellem flere samtidige toner er vigtig for at diskriminere mellem lydkilder og i en mere nutidig kontekst for forståelsen af de musiske intervaller der introduceres side 16.

5 Mange referencer angiver området som fra 20 Hz til 20 kHz, men det er kun børn der kan høre så høje frekvenser og en teenager kan kun høre til 15 kHz. Hvis lydtrykket er tilstrækkeligt højt kan et normalt menneske opfatte lyde ned til 15 Hz.

6 Det kaldes for "absolut gehør" og de pågældende musikere kan genkende en tone indenfor få tiendedele af en procent indenfor et par oktaver omfang omkring kammertonen. Der er også mennesker med "absolut metronom" som kan holde en angivet takt.



Figur 1.3 – Hørbar frekvensdifferens (ERB) ved to samtidige toner [BM-75].

Ved en relativ dyb tone på 100 Hz er $ERB = 35$ Hz. Det betyder at de to toner skal ligge i en relativ afstand på 1,35 svarende til mindst en kvart ($4:3 = 1,33$) for at blive opfattet som individuelle toner. Det forklarer musikteoriens krav om kvinten som mindste interval i basområdet der skal danne en stabil basis for de øvrige musikere. Ved middel frekvenser omkring 500 Hz er $ERB = 70$ Hz så de to toner skal blot ligge i en relativ afstand på 1,14 for at høres som individuelle toner svarende til en stor sekund ($9:8 = 1,13$). Det forklarer at de mindre intervaller kan accepteres i et musikforløb. Frem for at generere en vibrerende tone står de klart defineret som del af det musiske udtryk.

1.2.2 Lydniveau

En ændring af lydtrykket med mindre end 10 % (1 dB) i frekvensområdet fra 40 Hz til 14 kHz kan almindeligvis ikke erkendes selv ved en A/B test hvor testobjektet kan skifte mellem original og modifieret signal [BM-341]. Andre kilder angiver 0,25 dB som laveste grænse for trænede lyttere.

For at opfatte et signals lydniveau skal signalet præsenteres i cirka 200 ms mens en kortere tid vil give en subjektivt lavere opfattelse af lydniveauet [BM-137]. Det betyder ikke at vi kun kan opfatte fem toner per sekund, men den enkelte tones niveau opfattes som svagere hvis den præsenteres i et kortere tidsrum.

1.2.3 Forvrængning

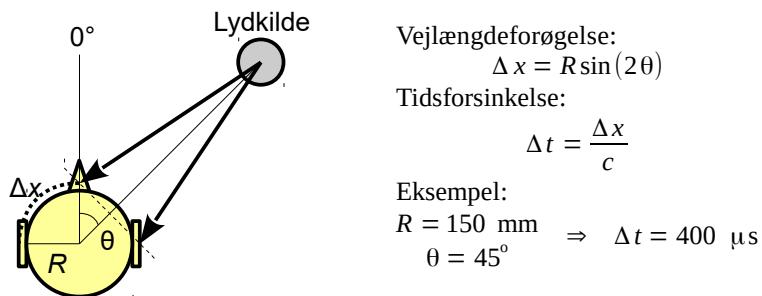
Øret er ikke en ufejlbartig transducer af lyd til nerveimpulser for den forvrænger selv signalet og det sætter en grænse for hvor godt øret kan diskriminere mellem ren og forvrænet lyd. Vi kan opfatte en harmonisk forvrængning på 0,1 % hvis der overvejende er høje harmoniske. Anden og tredje harmoniske kan først erkendes fra omkring 2 %. Tallene er funktion af lydtryk, frekvens og træning. Mere hørbar er intermodulation hvor to toner danner nye toner på sum- og differens af signalernes frekvenser.⁷ Her bør differenstoneforvrængningen være under 0,1 %. [BM-341]

Ved lytning til tale benytter hjernen kendskabet til sproget for at kompensere for fejl i opfattelsen. Hjernen digter med og så længe det giver mening opfattes ordene som forstået. Vi kan også forstå tale trods kraftig støj som det vises i afsnittet side 16.

⁷ Ved et design af et elektronisk musikinstrument havde jeg en oplevelse af tydelig interferens. For at måle det indbyggede jeg et lavpasfilter som var placeret så differensen mellem to toner i middelområdet ville passere mens selve tonerne ikke kom med. Resultatet var fuldstændig stihilhed så det var mine ører der dannede interferensen og ikke musikinstrumentet.

1.2.4 Retningsopfattelse

Vores retningsopfattelse baseres ved lave frekvenser på en faseforskelse mellem de to ører idet hovedets dimension er lille sammenlignet med lydens bølgelængde så lydniveauet er stort set det samme på begge sider. Ved højere frekvenser er der en skyggevirkning fra hovedet som virker forskelligt ved de to ører og det giver en forskel i lydniveauet og en påvirkning af frekvensspektret. Hjernen udnytter derfor en forudgående viden om frekvensspektret for velkendte lyde og synet vil også bidrage ligesom intellektets forventning om hvad der måtte komme af overraskelser.



Figur 1.4 – Retningsopfattelsen baseres på en faseforskelse ved lave frekvenser og en forskel i lydtryk ved høje frekvenser hvor hovedet skygger for lyden.

Eksemplets talværdi svarer til at en svingning forsinkes med en halv bølgelængde ved 1,25 kHz så ved frekvenser i dette område svinger lyden i modsat fase ved de to ører.

Påvirkningen af frekvensspektret er funktion af vinklen og frekvensen. Den er dokumenteret som *HRTF* der står for "head-related transfer function" og som er offentligt tilgængelige fra blandt andet MIT (*Massachusetts Institute of Technology*). Det kan udnyttes til at simulere en drejning i lyden ved lytning over hovedtelefon hvor lyden ved hvert øre kan styres individuelt.

1.2.5 Maskering

Kraftige signaler kan dække over svage signaler som ganske enkelt ikke høres. Vi kender alle den situation at høj musik ved en fest kan vanskeliggøre opfattelsen af det talte og vi forsøger så at holde hånden bag øret for at forbedre retningsopfattelsen. Det kaldes for maskering (*masking*) og optræder både ved samtidige signaler og ved tidsmæssigt tætliggende signaler. Maskering af svage signaler samtidigt med et kraftigt signal kan umiddelbart forstås som en begrænsning i opløsningen af signalet, men det er sværere at forstå at en kraftig lyd også kan dække over en svagere lyd selv om den svage lyd kom først i tid.

Maskering udnyttes kommercielt ved komprimering af billeder og lyd hvor MP3 kodning er populær for reduktion af lydfilers størrelse. Emnet er yderst kontroversielt for grænsen for det hørbare er individuel og der fjernes aktivt information fra den oprindelige lyd. Problemet er selvfølgelig størst ved kompleks musik hvor der skal fjernes mest information for at nå målet med komprimering til en given bitrate. For folk med en bedre hørelse end gennemsnittet er der tale om hørbar forringelse, men det er prisen for at kunne foretage en kraftig reduktion af de digitale data.^{8,9,10}

1.2.6 Temporær integration

Det modsatte af maskering optræder også. Der er eksempler på at svage lyde som øret ikke kan opfatte enkeltvis alligevel kan opfattes hvis der er flere af dem. Det kan ske hen over en kraftig støjmarkør. Det kaldes for temporær integration og er et kun delvist forstået forskningsemne.

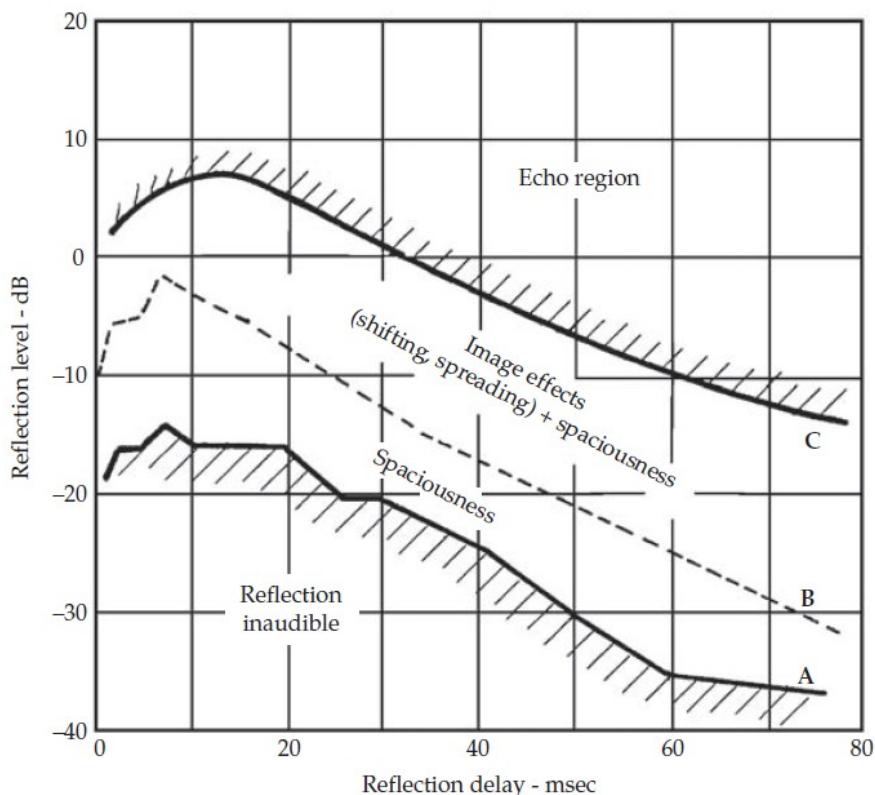
⁸ Prøv engang at lytte til jazz fra dr.dk hvor der kan vælges mellem 64 kbit/s og 192 kbit/s. Lyt efter trommeslagerens bækken slag hvor forskellen er tydelig.

⁹ Ved streaming fra Spotify kan man tilsvarende indstille kvaliteten gennem en justering af bitrate.

¹⁰ Selv ved 192 kbit/s er der hørbar forvrængning af signalet og det giver lyttetræthed. Efter nogle timers musiklytning bliver man træt og har mere lyst til noget andet. Øret og hjernen bliver muligvis træt af at supplere den manglende information til bevidstheden.

1.2.7 Refleksioner

Lydopfattelsen af refleksioner fra gulv og vægge varierer alt efter hvor lang tid der går fra den direkte lyd er ankommet. Hvis en refleksion kommer ganske kort efter den direkte lyd så opfattes den som hørende til den oprindelige lyd hvor den blot forstærker indtrykket. Hvis refleksionen derimod kommer senere vil den opfattes som en ekstern lyd (et ekko) der giver en beskrivelse af det omgivende rum. Det blev beskrevet omkring 1950 af Helmut Haas og senere forskere kalder det for "The Precedence effect" eller "Loven om den første bølgefront".



Figur 1.5 – En refleksion påvirker opfattelsen af signalkilden. [MHA-104]

Haas fandt at det forsinkede signal kunne være kraftigere end den direkte lyd uden at påvirke taleforståelsen eller opfattelsen af retningen til taleren hvis det forsinkede signal ankom indenfor cirka 30 ms efter det direkte signal og med en styrke på højest 10 dB over den direkte lyd. Den viden udnyttes ved opsætning af højttalersystemer i kirker. Ved musik vil en tidsforsinkelse påvirke vores opfattelse af lydens "bredde" (*spaciousness*) og ved større tidsforsinkelse påvirkes også opfattelsen af hvor i lydbilledet signalkilden er placeret.

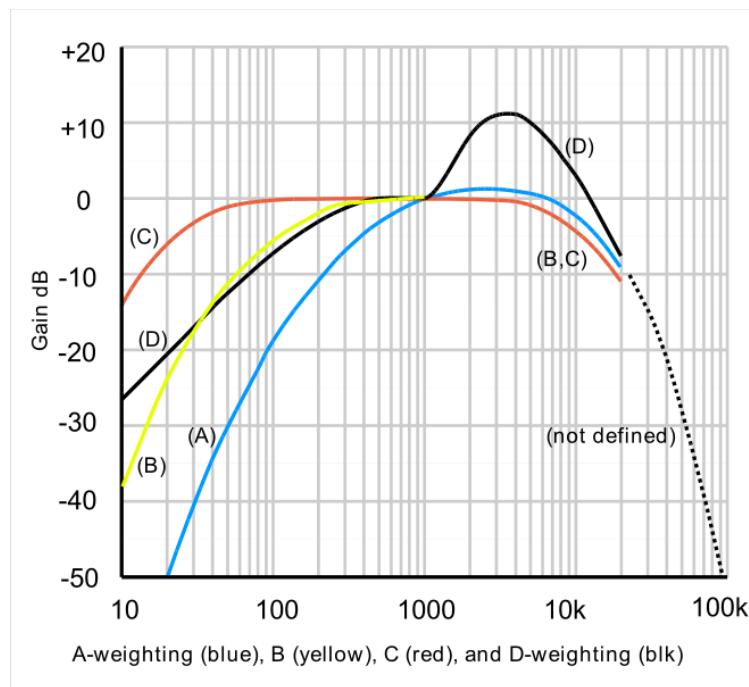
Ved lave frekvenser vil et tidsforsinket signal kunne være næsten i fase med det direkte signal og de to signaler adderes da som vektorer til et forøget resulterende lydtryk. Det udnyttes til at placere en bashøjtalér tæt på gulvet for at opnå 6 dB basløft.

1.2.8 Konklusion

Vores lydopfattelse er ikke så pæn som man kunne forvente ud fra de krav der stilles til udstyr for lydreproduktion, men vi opfatter alle lyde gennem dette filter og en afvigelse opfattes som en tonal ubalance, en forvrængning eller anden form for afvigelse. Lydopfattelsen kan trænes på linje med de andre evner, men flertallet af mennesker er ret ligeglade med de finere detaljer ved lyden for den skal blot være en tryg omgivelse.

1.3 Måling af lyd

Ved måling af lydtryk benyttes ikke blot en mikrofon og en forstærker med et instrument for visning af lydtrykket. Hørelsen er kompleks og for at efterligne hjernens opfattelse af et lydniveau benyttes nogle elektriske filtre der modifierer frekvensresponsen så den svarer til hørekurven på side 7.



Figur 1.6 – Filtre for akustiske målinger. A-vejningen benyttes ved støjmåling og skadevurdering, mens D-vejningen benyttes ved vurdering af genevirkningen af hyletonerne fra flymotorer.

Filtrene A til C efterligner hørekurven ved lavt, middel og højt lydniveau mens D filtret angiver en genevirkningen ved flystøj. A-vejning har vist sig at korrelere godt til nedslidningen af hørelsen ved kraftige signaler og benyttes derfor ved støjmåling. B-vejning benyttes ikke mere mens C filtret bruges til specifikation af kortvarige spidser for måling af støjens skadevirkning ved klassifikation af en arbejdsplads for påbudt brug af høreværn.

Målingen benytter en udlæsning (meter) hvor amplituden registreres gennem en stigetid og en faldetid. For måling af korte støjspidser benyttes en kort stigetid mens hørelsens nedslidning måles med lang stigetid. Tilsvarende integreres signalet over kortere eller længere tid alt efter hvad der er sigtet med målingen.

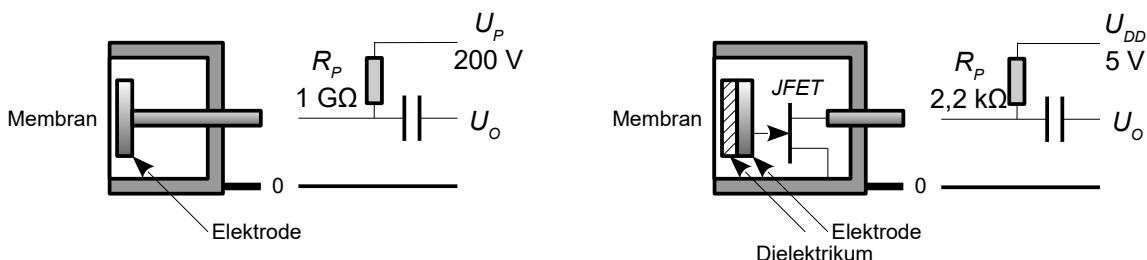
Ved digitalt opsamlet lyd er det populært at foretage en diskret Fourier transformation (DFT) på lyden. Det svarer til en filtrering af lyden i en filterbank med mange parallelle filtre. Det enkelte båndpasfilter er typisk nogle få hertz bred og er derfor en anden måde at filtrere et signal på som tillader vurdering af den indeholdte effekt i forskellige frekvensområder.

1.4 Mikrofonen

Mikrofonen er en transducer der omsætter et oscillérende lydtryk til et dermed analogt elektrisk signal. Der er almindeligvis tale om en tryktransducer som mäter lydtrykkets variation i et punkt uden reference til den retning lyden udbredes i, men mange mikrofontyper er retningsbestemte på grund af deres opbygning og den fysiske udstrækning der påvirker lydfeltet.

1.4.1 Kondensatormikrofon

En kondensatormikrofon benytter en tynd membran af udspændt metalfolie der er anbragt tæt på en fastsiddende elektrode. Ved at oplade kondensatoren mellem membran og elektrode gennem R_P vil spændingen mellem membran og elektrode variere efter definitionsligningen $Q = CU$ hvor Q er den konstante ladning givet af polarisationsspændingen U_P der ved målemikrofoner typisk er 200 V. Modstanden R_P sætter den lave grænsefrekvens sammen med mikrofonens kapacitet C på 5 pF til 20 pF så modstanden skal være mindst 1 GΩ for måling af hørbar lyd.

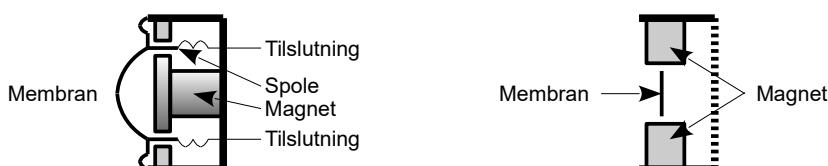


Figur 1.7 – En kondensatormikrofon benytter trykvariationen til at bevæge en membran af tynd metalfolie som giver en ændring i kapaciteten mellem membranen og en fast elektrode.

Et populært alternativ indbygger en plastskeve mellem membran og elektrode hvor en såkaldt "fastfrosset ladning" fungerer som Q . Den høje udgangsimpedans sænkes af en indbygget JFET og det eksterne kredsløb skal nu leve strøm til transistorens drain. Følsomheden opgives typisk til 5 mV/Pa hvilket betyder at udgangsspændingen svinger ±5 mV for ±1 Pa lydtryk (94 dB SPL). Mikrofonen kan produceres til lave priser og de har generelt gode data.¹¹

1.4.2 Dynamisk mikrofon

Dynamiske mikrofoner findes i to udgaver. Den klassiske form minder om en højttaler, men her er det membranen der sættes i bevægelse af lydtrykket. Derved bevæges svingspolen i magnetfeltet og der induceres en spænding.



Figur 1.8 – Det dynamiske princip er repræsenteret af to forskellige udformninger. Til venstre drives svingspolen af en membran til at svinge i et magnetfelt. Til højre svinger en tynd metalfolie i et magnetfelt og signalet tages ud ved båndets ender (ud af papiret og ind i papiret).

Den anden type er båndmikrofonen hvor membranen er et tyndt bånd af metalfolie der fastholdes i et kraftigt magnetfelt. Når lydtrykket får membranen til at svinge induceres der en spænding over de to ender af båndet. Spændingen er normalt så lav at der skal benyttes en transformator for at løfte det op på et brugbart niveau. Lyden har adgang til begge sider af membranen så mikrofonen er mest følsom for lyd på aksen (0° og 180°) mens der ikke registreres lyd fra siden (90°).

¹¹ For eksempel Monacor MCE-4000 der koster 20 kr og dækker frekvensområdet fra 20 Hz til 20 kHz ±3 dB.

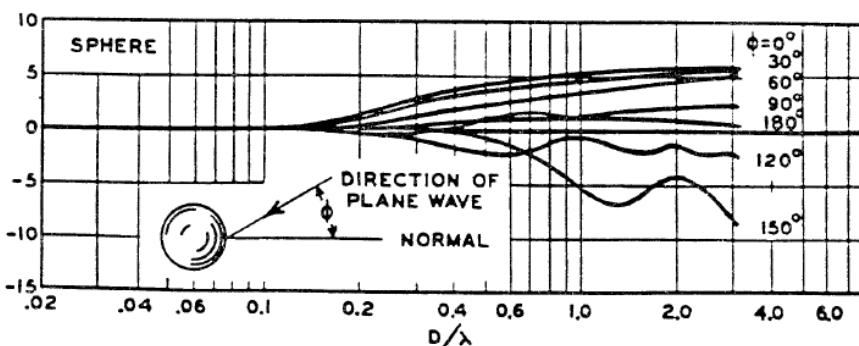
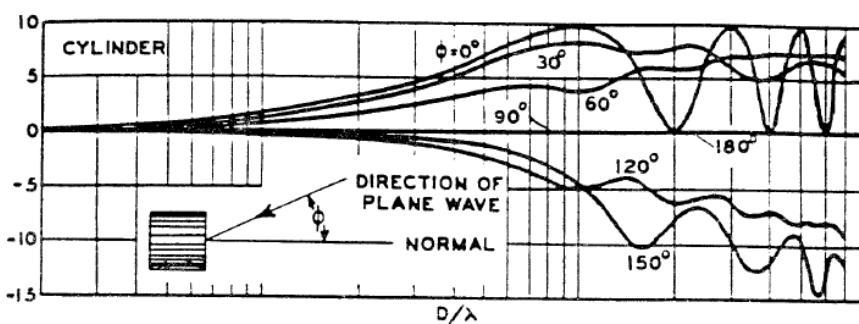
1.4.3 Båndbredde

Kondensatormikrofonerne kan i principippet måle det statiske tryk, men hvis polarisationen føres gennem en modstand vil den sætte den lave grænse ved cirka 10 Hz og den høje grænse sættes af membranens masse. Normalt er membranen spændt så hårdt at bevægelsen er givet ved kraften fra lydtrykket og eftergiveligheden af membranen, men der indtræder en resonans med massen af membranen og over den vil lydtrykket følge $-12 \text{ dB}/\text{oktav}$. Grænsen er over 20 kHz for målemikrofoner og kan hæves for måling af ultralyd. For de populære elektretmikrofoner er det opgivne frekvensområde oftest 20 Hz ... 20 kHz ved -3 dB .

For den dynamiske mikrofon dannes en resonans fra massen af membran og svingspole med eftergiveligheden af ophængen og den ligger midt i frekvensområdet. Resonansen skal dæmpes for at give en brugbar båndbredde så designet vil inkludere forskellige principper for dæmpning som fx mikroskopiske huller i en afgrænsning mod det bagvedliggende luftvolumen. Hvis perforeringen er til omgivelserne vil der kunne komme lyd ind til bagsiden og det kan udnyttes til at påvirke den retning hvor mikrofonen er mest følsom. Overføringsfunktionen får to passive poler så spændingen aftager med $6 \text{ dB}/\text{oktav}$ under den lave grænse ved typisk 50 Hz og med $-6 \text{ dB}/\text{oktav}$ over den høje grænse ved typisk 10 kHz.

1.4.4 Diffraktion

Mikrofonen påvirker lyden den skal måle ved diffractions fra kanten omkring membranen. For de små mikrofonkapsler under 8 mm diameter kan man ofte ignorere problemet for mikrofonens frekvensrespons vil normalt falde med -3 dB ved 20 kHz og dermed korrigeres for trykstigningen. De større mikrofoner har en større følsomhed og derved mulighed for bedre signal/støj-forhold, men de er også mere påvirket af diffraktionen.



Figur 1.9 – Diffraktion fra mikrofonens kant hæver lydtrykket ved høje frekvenser [SP-8].

Diffractionen er retningsfølsom og vises herover hvor mikrofonens diameter D og bølgelængden λ bestemmer responsen. Forholdet D/λ er lig med én ved frekvensen 42 kHz for 8 mm diameter og

1 Introduktion

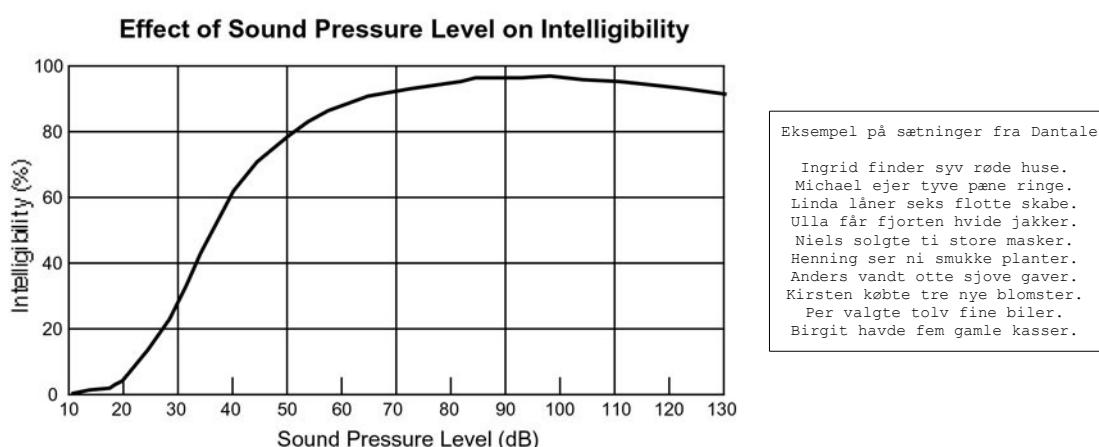
er ligeledes én ved 13 kHz for 25 mm og ved disse frekvenser er responsen hævet med 10 dB på aksten (0°) i modsætning til vinkelret indfald (90°) hvor der ikke er nogen diffraktion.

For målebrug kan mikrofonen udstyres med et gitter der er designet til at reducere diffraktionen så mikrofonen måler trykket korrekt uanset retningen. Det er af betydning ved måling af lydtrykket i et rums efterklang hvor der ikke er en bestemt indfaldsretning for lyden.

1.5 Taleforståelse

Opfattelsen af det tale er funktion af lydniveauet. Ved almindelig tale er lydniveauet 60 dB SPL ved det ydre øre og tale forstås næsten fejlfrit. Den smule der går tabt ved en samtale rekonstrueres af hjernen da der normalt er et overskud af information så den lyttende har en idé om hvad der kan tænkes at komme og det substituerer hjernen så ind hvis enkelte ord falder ud. Hvis det giver god mening over et kortere tidsforløb opfattes ordene som forstået uanset at en del af dem er tildiget. Ved en dialog er der mulighed for at få gentaget sætninger eller at få uddybet en argumentation og det betyder i det lange løb at informationen registreres som modtaget.

Halvdelen af ordene mistes ved et lydniveau under 40 dB SPL og om budskabet bliver opfattet afhænger derfor af hvor meget redundans der er i talen. Dertil kommer hvor meget der er behov for at opfatte korrekt for at kunne følge med. Ved et foredrag hvor lytteren er godt inde i emnet kan der improviseres ud fra de ord der slap igennem. Hvis emnet derimod er nyt og lydniveauet er lavt vil der gå væsentlig information tabt og så kan budskabet gå tabt.



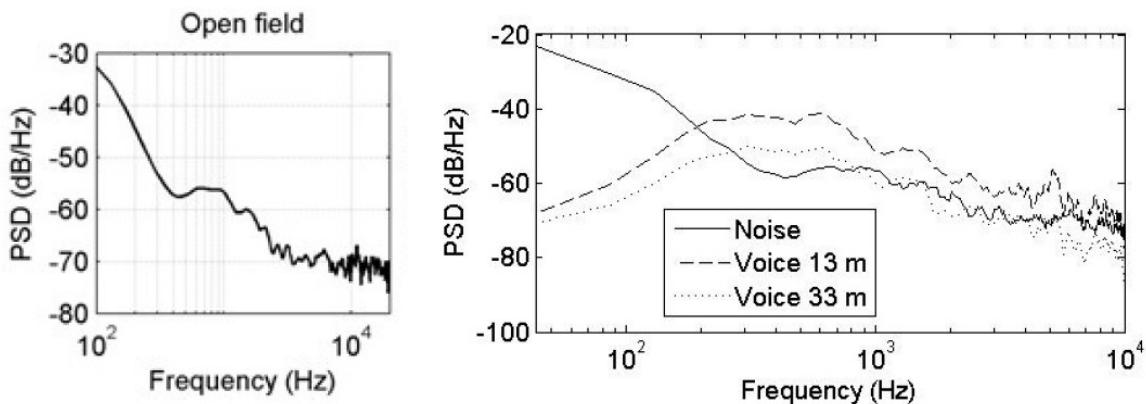
Figur 1.10 – Taleforståelsen måles med korte sætninger hvor ordene kan blandes tilfældigt fra listen eller med enkeltstående kunstord der ligner de ord der almindeligvis benyttes (Dantale II).

Ved videnskabelige høreoprøver benyttes standardiserede ord og sætninger hvor testobjektet skal gengive de hørte ord eller sætninger og det vurderes så hvor stor en procentdel der opfattes. Alle teksterne forefindes indspillet på en CD så usikkerheden med oplæserens variation kan undgås. Teksterne kan anvendes ved analyse af et rums egnethed til teater og foredrag samt ved vurdering af behovet for et høreapparat. En test af taleforståelse kan udvides med forstyrrende støj som en samtidig oplæsning om et andet emne eller oplæsning på et andet sprog.

Dansk forskning har givet væsentlige bidrag indenfor taleforståelse som fx de korte tekster vist i illustrationen og det har ledt til udvikling af måleinstrumenter der kan måle et lytterums egnethed uden at involvere oplæser og testpersoner. Resultatet er et rums *Sound Transmission Index* (STI) der baseres på en automatisk vurdering af hvor meget af en amplitudemoduleret støj i 1/3-oktav frekvensbånd der slipper igennem til et målepunkt som følge af at efterklangen i det pågældende rum udvisker lydtrykkets variationer i den kunstige tale.

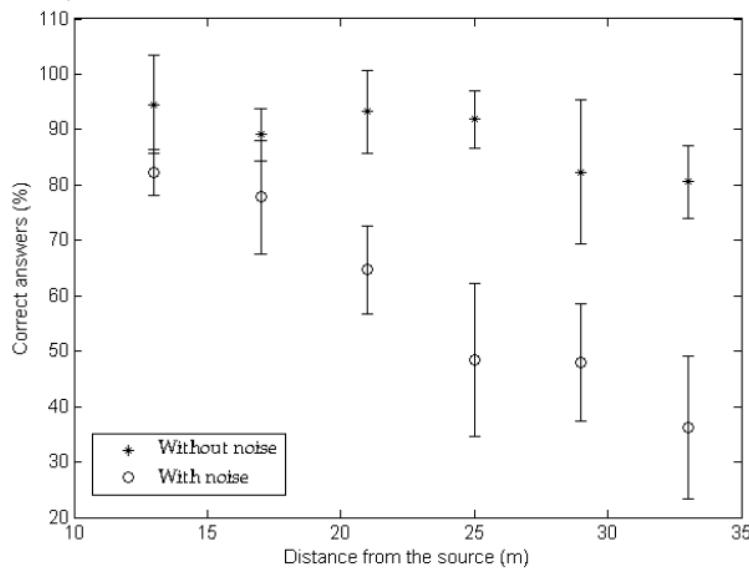
Vores opfattelse af tale er udviklet i en verden fyldt med baggrundslyde som har bidraget til at forme hørelsen. Baggrundslyden er svær at beskrive entydigt for den varierer med geografisk position, terrænet, vegetationens type og de meteorologiske forhold samt dertil støj fra vind og vandløb, fra dyrs kaldelyde og fra insekter som græshopper og cikader. Der er dog de fælles karakteristika at lydniveauet lavest om natten med et typisk niveau omkring 30 dB SPL og at de dybe lyde fra vinden dominerer.

Et eksempel på den naturlige baggrundsstøj vises herunder som effekt per båndbredde hvor der ses en hældning på -20 dB/dekade som også kaldes for 1/f-støj. Den nedre grænse for hørelsen er 0 dB SPL ved 1 kHz og det svarer til en effekttæthed på -60 dB per hertz. Støjens spektrum ses at svare nogenlunde til høretærsklen (se side 7). Talens spektrum har ingen effekt under 100 Hz hvor støjens niveau er højt. Den betydnende del af talens spektrum ligger fra 300 Hz og op og følger nogenlunde med baggrundsstøjens spektrum fra 1 kHz.



Figur 1.11 – Baggrundsstøjens spektrum (venstre) sammenlignet med spektret for en mandlig speaker på to forskellige afstande (højre). [MMD]

En undersøgelse af hvor godt tale opfattes ved denne type baggrundsstøj vises herunder hvor lydniveauet beskrives som afstanden til taleren der ved testen blev varieret fra 1 m til 33 m. Kun resultaterne ved stor afstand gengives da der ikke var betydende forskel ved kortere afstand.

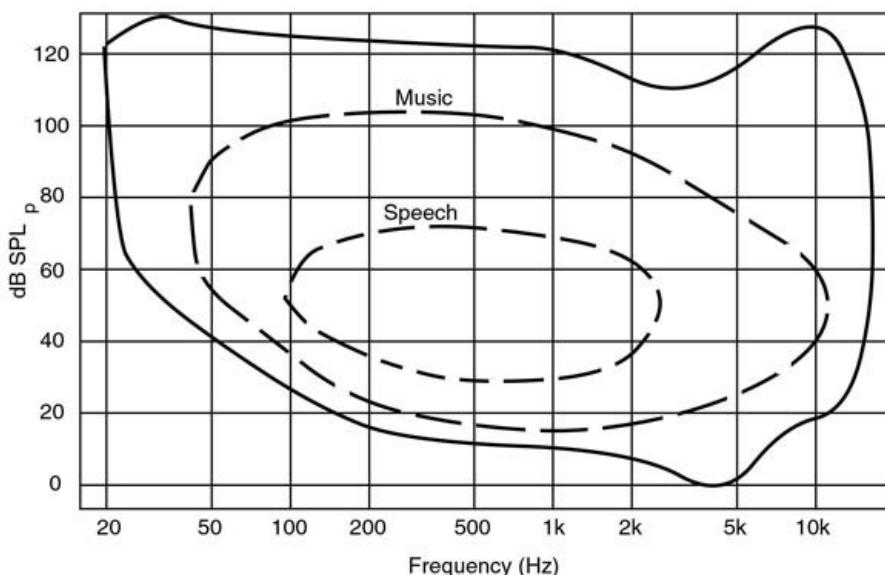


Figur 1.12 – Taleforståelsen som funktion af afstanden fra taleren ved en baggrundsstøj på konstant niveau. Øverst er der ingen baggrundsstøj og nederst er støjen aktiveret. Fra MMD.

Lydniveauet var på 43 dB(A) ved 11 m afstand aftagende til 35 dB(A) ved 33 m. Den øverste kurve viser at ordene forstår godt uden baggrundsstøj. Med støjen aktiveret er signal/støj-forholdet nede på -10 dB i 11 m afstand og helt nede på -18 dB i 33 m afstand. På trods af at støjen dominerer over talen genkendes ordene med relativ stor sikkerhed. Det viser hvor godt hjernen kombinerer de modtagne lyde til information. Sproget var Fransk ved undersøgelsen, men det skal ikke tillægges større betydning.

1.6 Musikopfattelse

Toneomfanget af de typiske musikinstrumenter dækker fra 40 Hz op til 1 kHz for grundtonen og overtonerne strækker sig langt forbi høregrænsen. Den lavest hørbare frekvens er 16 Hz ved et tilstrækkeligt højt lydtryk og endnu dybere toner opfattes af følesansen som en rystelse. Sopranens høje C på lidt over 1 kHz er almindeligvis den øvre grænse for en højere frekvens vil forsøges relateret en dybere tone hvis den ikke står alene. Vi kan udmærket følge et musikalsk forløb ved høje frekvenser for frekvensopløsningen er 0,5 % ved 4 kHz og det er langt mindre end musikkens tonetrin, men det er sjældent at så høje toner mødes som grundtone.¹²



Figur 1.13 – Plot af fordelingen af amplitude og frekvensområde for hørbare signalet med en tilnærmet angivelse af det typiske omfang for musik og tale. De viste grænser skal ikke tages for pålydende, men er ment som en vejledning.

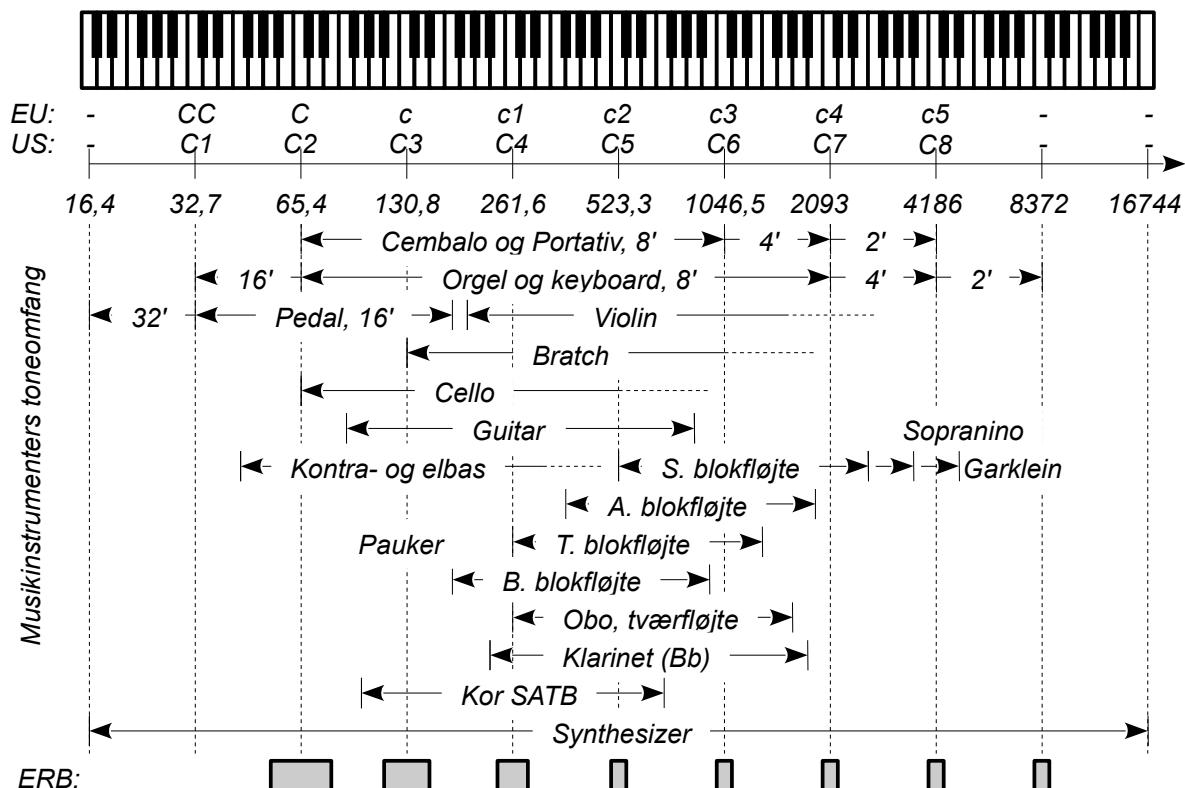
En trænet lytter kan uden videre følge flere samtidigt spillende instrumenter. Det er her muligt at afgøre om det ene af instrumenterne intonerer dårligt (spiller falsk) i forhold til de andre selv om der kan være tale om en relativt lille frekvensafvigelse. Vi kan i tilgift koncentrere os om de rent spilletekniske detaljer som tonens start og forsætlige variationer i såvel tonehøjde, amplitude og harmoniske overtoner for et udvalgt instrument fra gruppen. Som om det ikke var nok kan vi vælge at analysere eller ignorere andre lyde som støj ved tonedannelsen eller betjening af instrumentet. Dertil kommer uvedkommende lyde fra optagelsen, støj og forvrængning fra lydmediet og lyde fra det rum som musikken gengives i.

Forskningen har et problem med at forklare menneskets opfattelse af tonehøjde for de sædvanlige teorier fungerer ikke. Vi er vant med at beskrive periodiske svingninger ved Fourier serier, men der er ingen problemer med at definere en tonehøjde hvis grundtonen mangler og kun overtonerne bliver præsenteret. Den dominerende teori var i lang tid baseret på Helmholtzs postulat af at selve differensen mellem overtonerne gav grundtonen gennem en interferens i øret. Der er ingen tvivl om at øret arbejder ikke-lineært, men teorien er siden modbevist af flere forskere uden at vi dog er kommet nærmere en forklaring. En af de mange udfordringer er at overtonerne ikke behøver at være harmoniske for øret tolererer en afvigelse fra det perfekte. Sagt kort er ørets og hjernens lydopfattelse stadig et mysterium for den psykoakustiske forskning i så der er nok at kaste sig over for en kommende forsker i dette vanskelige felt.

12 Et eksempel er solostykker af den blinde blokfløjtespiller Jacob van Eyck fra omkring 1625.

1.6.1 Toneomfang

Det hørbare frekvensomfang kan relateres til et musikalsk klaviatur der dækker 10 oktaver med det herunder viste omtrentlige omfang for nogle udvalgte instrumenters grundtone.



Figur 1.14 – Vejledende frekvensomfang for grundtonen ved almindelige musikinstrumenter.
Nederst vises ERB som en relative bredde af klaviaturet. To toner indenfor ERB vil høres som én vibrerende tone på en gennemsnitlig frekvens. Se også Wikipedia.

Evnen til at differentiere mellem tætliggende toner vises nederst som den ækvivalente båndbredde ERB fra side 9 hvor bredden af kasserne viser båndbredden som et antal toner på klaviaturet. Det forudsætter brug af harmoniske svingninger (sinus), men musikinstrumenter har hørbare overtoner som hjælper på diskriminationen. ERB kan dog forklare at toner i stor afstand fra hinanden giver en vibrerende oplevelse når der er sammenfald mellem harmoniske fra de to instrumenter.

Frekvensområdet for sangere dækker 80 ... 800 Hz for et kor af mænd og kvinder og saxofonerne dækker 55 ... 1000 Hz for de fem instrumenter samlet i gruppe. Kun få instrumenter kommer under 40 Hz eller over 1 kHz selv om flere har et potentiale for at nå op omkring 4 kHz. Området dækker kun et udsnit af det hørbare, men alle instrumenter har harmoniske overtoner der er vigtige for den individuelle klang og de når let forbi høregränsen. I det dybeste område er koncertoptagelser dog mest domineret af støj fra forbipasserende lastbiler og metro.

Både den klassiske og elektriske guitar går ned til 82 Hz. Renæssance- og barokmusik benytter cembalo og portativ¹³ og kan gå ned til 65 Hz og det gælder også en stor del af kammermusikken hvor celloen er det dybeste instrument. Pop-, rock- og jazzmusik går til 41 Hz for kontra- og elbas. Klassisk symfonisk musik kan nå under 30 Hz, men grundtonen er svag. Orglet kan præstere en kraftig og vedholdende grundtone i det samme område og i ekstreme tilfælde nås høregränsens 16 Hz ved 32 fods piper. Det kan også repræsentere potentialet for keyboards og synthesizere.

¹³ Transportabelt orgel med ét manual (typisk C til a2) med luftforsyning fra indbyggede bælge.

1.6.2 Harmonier

To samtidige toner vil enten opfattes som en vellydende samklang (konsonans) eller de to toner vil interferere med en snerren som resultat (dissonans). Pythagoras undersøgte det 500 år før Kristus og fandt frem til en enkel matematisk sammenhæng for vellydende intervaller. Han arbejdede med længden af en udspændt streng der blev delt i to sektioner af en flytbar træblok. Kort forklaret så er samklangen god hvis tonefrekvenserne står i simple talforhold som 1:1, 2:1, 3:2, 4:3, etc.

1. Analyseret som en Fourier serie vil en samklang mellem to toner repeteres med en frekvens der svarer til differensen mellem tonene og hvis den frekvens havner i nærheden af området fra 50 Hz til 500 Hz vil det passe med de lyde vi almindeligvis omgiver os med. De to toner vil her opfattes som harmoniske til differensens frekvens. Tætliggende intervaller kan give en differens under 16 Hz hvor øret kan analysere signalet som en amplitudemodulation.
2. Ørets frekvensopfattelse fra side 9 kan forklare dissonans af tætliggende toner. Ved 400 Hz kan vi differentiere mellem toner der ligger 15 % fra hinanden. Vi opfatter et større interval som to individuelle toner mens et mindre interval vil blive opfattet som én tone på den gennemsnitlige frekvens hvor amplituden vibrerer kraftigt på differensen mellem de to toner. En stor sekund på 12 % vil opfattes som en dissonans når tonerne spilles samtidigt mens en lille terts på 20 % opfattes som to individuelle toner med et vellydende interval.¹⁴

Øret accepterer en usikkerhed i forholdet uden en negativ opfattelse af samklangen. Hvor meget intervallet kan forstemmes før det er for meget er individuelt fra person til person, men op til 1 Hz vil give en rolig variation i lyden der vil foretrækkes frem for et eksakt rent interval. Når intervallet forstemmes kan der dannes interferens mellem tætliggende harmoniske overtoner. Eksempelvis kan to toner på 200 og 300 Hz ved en lille forstemning interferere mellem tredje harmoniske til den lave tone og anden harmoniske til den høje tone da differensen havner indenfor ørets *ERB*. Det høres som en rolig ændring i klangen på grund af interferensen.

1.6.3 Toneskala

Den vestlige kulturs musik inddeler oktaven i tolv trin der af historiske årsager kaldes halvtonetrin. Frekvensen af den enkelte tone defineres med udgangspunkt i stemmetonen a1 på 440 Hz og alle toner i musikkens skala kan defineres herfra.¹⁵

Det er almindeligt at beskrive intervallet mellem to toner ved et antal cent hvor en halvtone i den såkaldt ligesværende temperatur er defineret som 100 cent så oktavens 2:1 bliver på 1200 cent. Herunder er n antallet af halvtonetrin fra udgangstonen ($n = 0$) med frekvensen f_0 hvor positiv retning er opad og intervallet i cent til tonen f_n er givet ved parameteren C_n .

$f_n = f_0 2^{n/12}$	Intervalnavn	Eksempel	f_n/f_0	n	C	Rent interval
	Oktav	c1 - c2	2,0000	12	1200 cent	2:1 +0,00 %
Stemmetone a1: $f_0 = 440$ Hz	Kvint	c1 - g1	1,4983	7	700 cent	3:2 +0,11 %
	Kvart	c1 - f1	1,3348	5	500 cent	4:3 -0,11 %
	Stor terts	c1 - e1	1,2599	4	400 cent	5:4 -0,79 %
$C_n = \frac{1200}{\log_{10}(2)} \log_{10}\left(\frac{f_n}{f_0}\right)$	Lille terts	c1 - eb1	1,1892	3	300 cent	6:5 +0,91 %
	Stor sekund	c1 - d1	1,1224	2	200 cent	9:8 +0,23 %

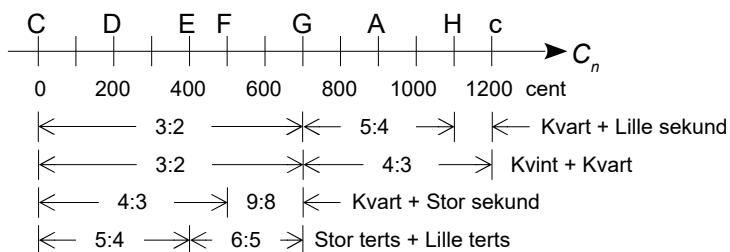
En variation på 1 cent svarer til 0,06 % frekvensændring. Ændringen er hørbar¹⁶ fra 0,2 % og det opnås ved 3 cent variation for toner omkring 400 Hz (se side 8). De 100 cent for et halvtonetrin udgør lidt under 6 % frekvensændring så man kan sige at der er omrent 30 hørbare intervaltrin indeholdt en lille sekund i toneomfangets midterområde.

¹⁴ Ved 400 Hz er *ERB* = 65 Hz så mindst hørbare frekvensforhold bliver $465 / 400 = 1,16$.

¹⁵ Stemmeton (kammertonen) blev vedtaget 1870 i Wien til 435 Hz, men er siden gledet opad til den nuværende værdi. Ved ældre musik arbejdes med stemmetoner der i renæssance og barok kan række over området 390...470 Hz for a1. Det er ikke det samme som transponerende instrumenter. Stemmetonen har ikke været ens fra by til by, men det har ikke forhindret sammenspil.

¹⁶ Alle grænseværdier er et gennemsnit for mennesker med normal hørelse. Musikere må forventes at have trænet relevante evner.

Den vestlige musik benytter en toneskala med syv toner der kaldes for stamtonerne og som svarer til de hvide tangenter i klaviaturet. Det vises herunder ved skalaen C-D-E-F-G-A-H der kan flyttes oktaver op og ned hvilket her blot indikeres ved lille c for den næste højere del af sekvensen. At tonerne har samme betegnelse uanset oktaven skyldes en klanglig lighed mellem toner i oktavafstand og musikteorien skelner ikke i væsentligt omfang til den oktav tonen ligger i.



Figur 1.15 – Toneskalaen benytter skiftevis én og to halvtonetrin.

Intervallet mellem to nabotoner skifter mellem ét og to halvtonetrin (100 og 200 cent) af klanglige for de opfattes derfor som hørende sammen i en skala. Det kan afprøves ved at spille eller synge toneskalaen sammen med en fast tone på udgangstonen (en drone). Tonerne D og H vil give interferens med dronen på C, dog uden at træde ud af en klar samhørighed til skalaen hvor de andre toner giver en vellydende samklang med dronen.

Første og anden harmoniske danner forholdet 2:1 der kaldes en oktav (fra latin *octo*, 8) idet start- og sluttonen i skalaen tælles med (C-c). Anden og fjerde harmoniske danner igen en oktav og den kan nu deles i to mindre intervaller ved tredje harmoniske hvor 3:2 kaldes for en kvint (*quintus*, 5) og 4:3 er en kvart (*quartus*, 4). Det kan repræsenteres ved C-G og G-c. Samme mønster ses ved fjerde og ottende harmoniske hvor kvinten underdeles ved femte harmoniske i en stor terts 5:4 og en lille terts 6:5 (C-E og E-G). Ved næste oktav findes forholdet 9:8 der er en stor sekund (C-D).

Ved at lege med talforholdene ses at en oktav opbygges af en kvint og en kvart da $2:1 = (3:2)(4:3)$. En kvint opbygges af en kvart og en stor sekund da $3:2 = (4:3)(9:8)$ og den kan også bygges af en stor terts og en lille terts da $3:2 = (5:4)(6:5)$. Halvtonetrinnet E-F beregnes til $(4:3)/(5:4) = 1,0667$ og den værdi genfindes ved halvtonetrinnet H-c idet $2/[(3:2)(5:4)] = 1,0667$. Disse betragtninger blev i middelalderen opfattet som et eksempel på Guds storhed idet der var en parallel mellem vellyd og enkel matematik. En parallel mellem kunst og videnskab som Skaberen måtte have udtaenkt.

Desværre varer idyllen ikke ved for næste oktav giver den lille sekund som $17:16 = 1,0625$ der er lidt mindre end det beregnede interval. Hovedparten af litteraturen angiver af forståelige årsager intervallet til $16:15 = 1,0677$ der netop er lig med en halvtone, men det det bryder med tolkningen fra den harmoniske række. Som det vil ses af det følgende er 17:16 faktisk et bedre valg.

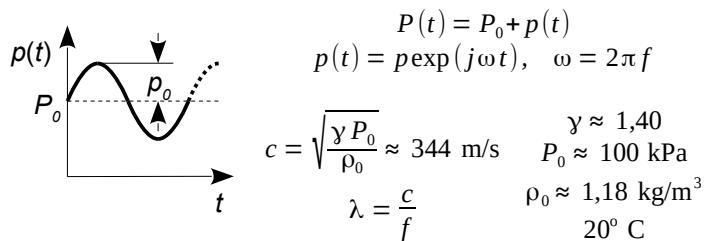
Pythagoras viste at stamtonerne kan opbygges af de rene intervaller kvint og kvart. En kvint opad (3:2) fra F giver c og en kvart nedad (3:4) giver G. Samme tur igen giver tonerne d og A og derefter e og H. Oktaverne er rene så c, d og e kan umiddelbart ændres til C, D og E. Men hvad sker der ved at fortsætte processen? Ud over at give de fem toner i intervallerne (klaverets sorte tangenter) bringer det os en oktav opad og her opstår det problem at $[(3:2)(3:4)]^6 = 2,0272$ ikke er en oktav, men derimod 1,36 % for højt og det er absolut hørbart.

Om Pythagoras kendte problemet vides ikke, men eftertiden har døbt det *Pythagoras' komma*. For at danne alle de tolv halvtonetrin skal mindst én kvint formindskes og det emne har beskæftiget musikere og teoretikere siden 1600-tallet.¹⁷ Omkring 1850 nåede den vestlige verden frem til at kvinten mindskes med 0,1 % og kvarten forstørres tilsvarende hvilket leder til den ligesvævende temperatur hvor et halvtonetrin med $2^{1/12} = 1,0595$ kun er -0,3 % fra intervallet 17:16.

¹⁷ Se fx <http://www.torean.dk/artikel/Zink.pdf>.

1.7 Lydens udbredelse

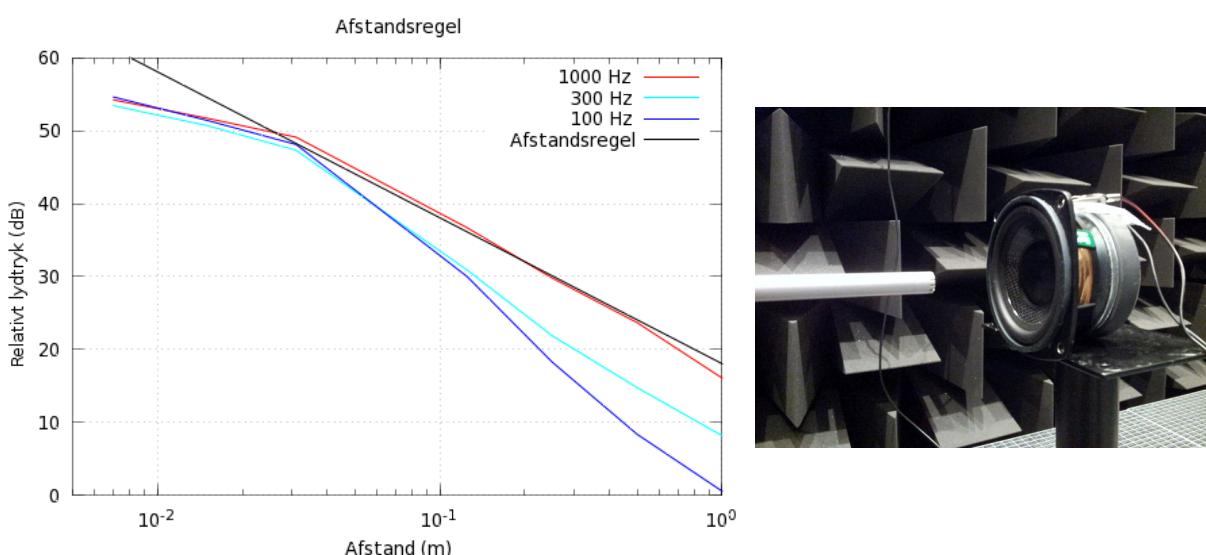
Lyden består af tryksvingninger med amplituden p omkring det statiske lufttryk P_0 og de fjerner sig fra lydkilden med lydens hastighed c . Afstanden mellem to overtryk kaldes bølgelængden λ der er en tredjedel meter ved 1 kHz (det er et A4 papir på den lange led). Bølgelængden går fra 20 mm ved de højeste frekvenser som øret kan opfatte til 20 m ved den dybeste tone.



Figur 1.16 – Lydtrykket svinger mellem over- og undertryk overfor det statiske lufttryk.

De korteste lydbølger er mindre end en hånd, i midterområdet er de på linje med kroppens dimensioner og de længste lydbølger er sammenlignelige med vores huse. Store forhindringer kan "kaste skygge" hvis dimensionen er stor i forhold til bølgelængden mens dybe toner blot krvler udenom som om der ikke var en forhindring.

Det teoretiske fundament for lys og lyd det samme og beskrives af bølgeligningen (se side 97). Lyden udbredes i et tredimensionelt rum og intensiteten vil aftage med afstanden fra kilden. For en punktformet kilde vil intensiteten, der måles i effekt per areal (W/m^2), reduceres med kvadratet på afstanden. Det er 6 dB reduktion af effekten per fordobling. Da intensiteten er proportional med lydtrykkets kvadrat vil lydtrykket halveres ved en fordobling af afstanden. Det er afstandsreglen eller afstandsloven (*law of distance*).



Figur 1.17 – Lydtrykket fra en højttaler aftager med stigende afstand idet effekten i den kugleformede bølgefront fordeles over et areal, der vokser kvadratisk med afstanden. Reduktionen er derfor to gange 3 dB per fordobling af afstanden.

Tæt på højttaleren vil lydtrykket ikke fortsætte med at stige da højttalerens fysiske udstrækning bliver sammenlignelig med afstanden til mikrofonen. Lydudbredelsen bliver en plan bølge hvor lydtrykket er konstant. Det betegnes som højttalerens nærfelt (*near field*) i modsætning til fjernfeltet (*far field*) hvor afstandsreglen gælder.

Overgangen fra nær- til fjernfelt er funktion af membranens radius, der er 40 mm i eksemplet, og der er også en relation til frekvensen da der her måles på en højttaler uden kabinet. Lydtrykket ved membranens bagside er i modsat fase af lydtrykket fra forsiden og den akustiske kortslutning er mest effektiv ved lave frekvenser hvilket uddybes side 24.

Lydens hastighed er en millionedel af lysets så hvor bølgelængden for synligt lys er under en mikrometer og især giver problemer ved mikroskoper og fremstilling af halvledere så er lydens bølgelængde sammenlignelig med vores krop og omgivelser. Man kan derfor aldrig se bort fra bølgelængden indenfor akustikken. En regel der gælder ved lave frekvenser kan ikke forventes at fungere ved høje frekvenser.

Lyden kaster skygge på præcis samme måde som lys og det beskrives med den matematik som Huygen og Fresnel udviklede ved deres arbejder med diffraktion af lys. Det betyder at hånden kan skygge for højfrekvente lyde, men ikke for dybe lyde. Lavfrekvente lyde fra en forbikørende bus kan standses af et højhus mens en støjvold på et par meter er for lille til effektivt at kunne dæmpe den lavfrekvente brummen der blot kryber over forhindringen som om den ikke var der.

Der er en parallel til astronomernes interesse for infrarødt lys hvor bølgelængden er større end ved det synlige lys. Det betyder at hvor det synlige lys fra en stjerne blot vil oplyse en omgivende sky af støv vil det langbølgede infrarøde lys trænge igennem støvskyen. Det langbølgede lys er i stand til at smyge sig udenom det enkelte støvkorn så astronomen kan få et skarpt billede af processen på den fjerne side af støvskyen.

Lydens hastighed falder fra 344 m/s ved 20°C til 331 Hz ved 0°C for luftens massefylde stiger ved faldende temperatur. Det betyder at lyden kan afbøjes på grund af en variation i luftens temperatur. Det kan opleves at lyden kan løbe over en meget lang strækning hvis der er de rette forhold med kold luft under varm luft så lyden bøjer nedad.¹⁸ Lyden bøjes tilsvarende opad hvis der er kold luft over varm luft hvilket er det normale. Vinden kan også dreje lydens vandring, men det tilsigtede emnevalg for denne bog er indendørs reproduktion af lyd så jeg vil se bort fra disse bidrag.

En generel beskrivelse af lydens udbredelse er ganske kompliceret og en matematisk løsning er kun tilgængelig for nogle få specialtilfælde. Derfor benytter akustikken sig i høj grad af at tilnærme en aktuel situation med nogle idealiserede modeller. For at beskrive lydens udbredelse skelnes der mellem plane bølger og sfæriske bølger. Den plane bølge er en matematisk abstraktion der er god ved studier af lyd i smalle rør som musikinstrumenter, luftkanaler og fjernvarmerør hvor lydtrykket kan beskrives alene ved en dimension på langs af røret. Den sfæriske bølge forudsætter frihed for reflekterende flader i nærheden af lydkilden så man alene kan beskæftige sig med lydtrykkets afhængighed af afstanden fra lydkilden. Disse to modeller udvikles i appendiks.

Ved brug i almindelig beboelsesrum kompliceres forholdene af rummets begrænsninger, møbler og andre genstande der er store nok til at påvirke lydens udbredelse ved refleksion og diffraktion. Når lyden rammer en stor flade vil lyden kastes tilbage på samme måde som når lyset reflekteres i et spejl hvis genstanden er akustisk stor ellers vil den højest give en lydspredning. Det reflekterede signal kan derefter interferere med det oprindelige signal. Det vil som hovedregel give et temmelig kaotisk resultat som kun sjældent kan beskrives matematisk.

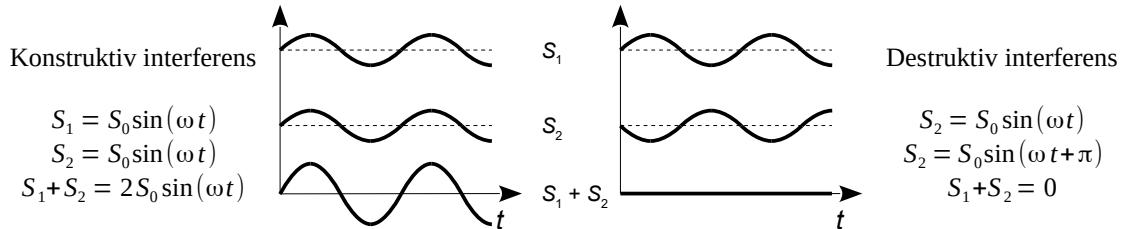
Det er muligt at finde en løsning for et retvinklet rum, men ved andre rumgeometrier benyttes enten en række simplifikationer eller numeriske løsningsmetoder som *finite element* og lignende metoder. Indenfor arkitektur er den fremherskende holdning at lyden udbreder sig i rette linjer og reflekteres af store flader. Det er en grov simplifikation, men den giver en vis idé om forholdene indenfor det vigtige frekvensområde for taleforståelse. Det er også en bærende model ved computersimulering af den simple grund at beregningsarbejdet ellers bliver for omfattende.¹⁹

¹⁸ Under første verdenskrig blev kanontorden hørt i afstande på 150 km, med en stille zone på kortere afstand. Efter krigen blev der forsket i lydudbredelse og omkring 1924 kom man frem til at forklaringen var en temperaturinversion i 17 km højde [ER 19-24].

¹⁹ Den danskudviklede rumsimulator Odeon introducerer fejl i refleksionen ved brug af statistiske metoder.

1.8 Interferens

Lyd fra en kilde består af vekslende over- og undertryk og når lyden fra to kilder ankommer til det samme sted så adderes den øjeblikkelige værdi af de to lydkilders tryk.

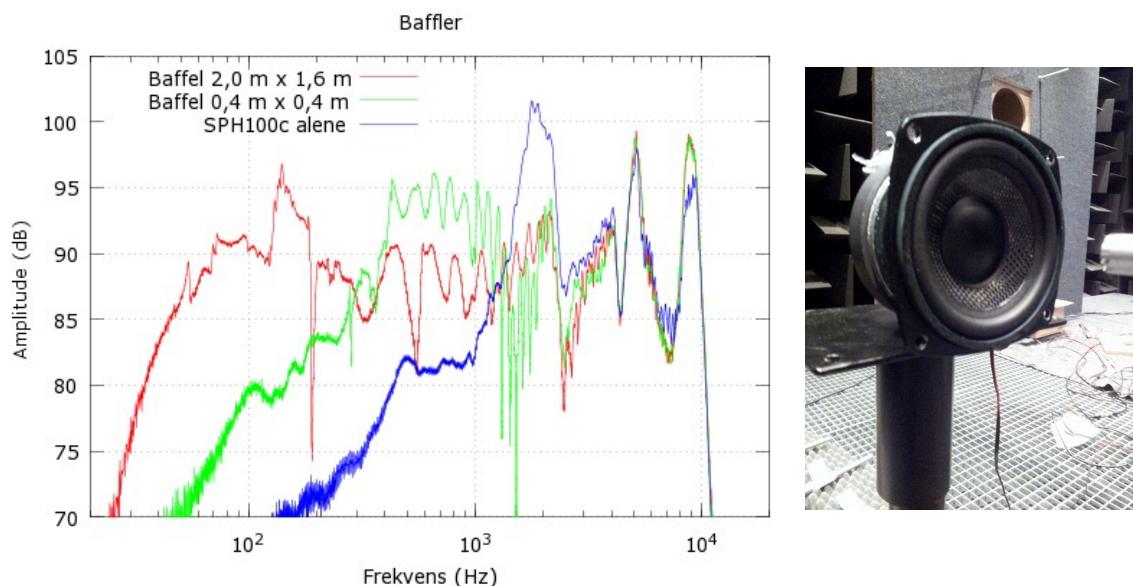


Figur 1.18 – Til venstre svinger to signaler i fase på samme frekvens og ved addition bliver resultatet en fordobling af amplituden. Til højre svinger de to signaler i modsat fase og ved addition ophæver de hinanden. Hvis det ene signal er svagere end det andet vil variationen i amplitude blive mindre.

For to lydkilder der svinger i takt vil lydtrykvariationen hos lytteren forøges hvormod to lydkilder der svinger modsat vil resultere i en reduktion af lydtrykket. Det kaldes for interferens og den første er konstruktiv idet amplituden forøges mens den anden er destruktiv da amplituden reduceres. For to signaler med næsten samme frekvens vil svingningerne snart være i fase hvor amplituden stiger og snart er de ude af fase hvor amplituden reduceres. Det kan undertiden høres ved en koncert hvor to instrumenter skal danne samme tone, men frekvensforskellen får lyden til at vibrere i et kort øjeblik inden musikeren får kontrol over forholdet.

1.8.1 Baffel

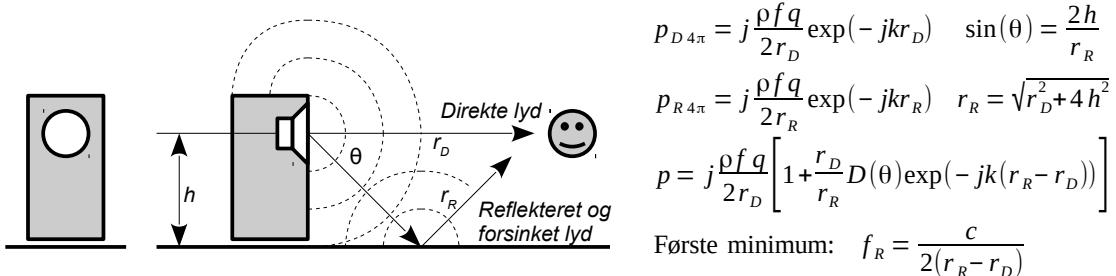
Højttalerens membran har en for- og bagside hvor lydtrykket svinger i modsat takt. Hvis den bevæges fremad vil forsiden give et overtryk mens bagsiden samtidigt har et undertryk. Uden andre foranstaltninger vil membranens to sider derfor blot skubbe luften frem og tilbage mellem de to sider og der kommer ikke meget lyd ud (blå kurve herunder). Det kaldes for akustisk kortslutning og kan undgås ved at montere højttaleren i et hul i en plade (rød og grøn kurve).



Figur 1.19 – Måling på PC Højttaleren i en stor baffel, der skimtes i baggrunden (rød) samt i en lille baffel (grøn) og uden baffel (blå). Måleafstanden var 1 m. Grænsefrekvensen er $f_B = 50$ Hz for den store baffel, $f_B = 430$ Hz for den lille baffel og $f_B = 2$ kHz for højttaleren alene.

1.8.2 Refleksion

En del højttalere monteres på et stativ for at løfte dem fri af gulvets refleksion, men det er umuligt helt at undgå interferensen ved lave frekvenser hvor lyden udbredes omtrent ligeligt i alle retninger og reflekteres fra gulvet med retning mod tilhøreren. Se appendiks på side 108 for formlerne for lydtrykket p_D i afstanden r_D fra højttaleren.

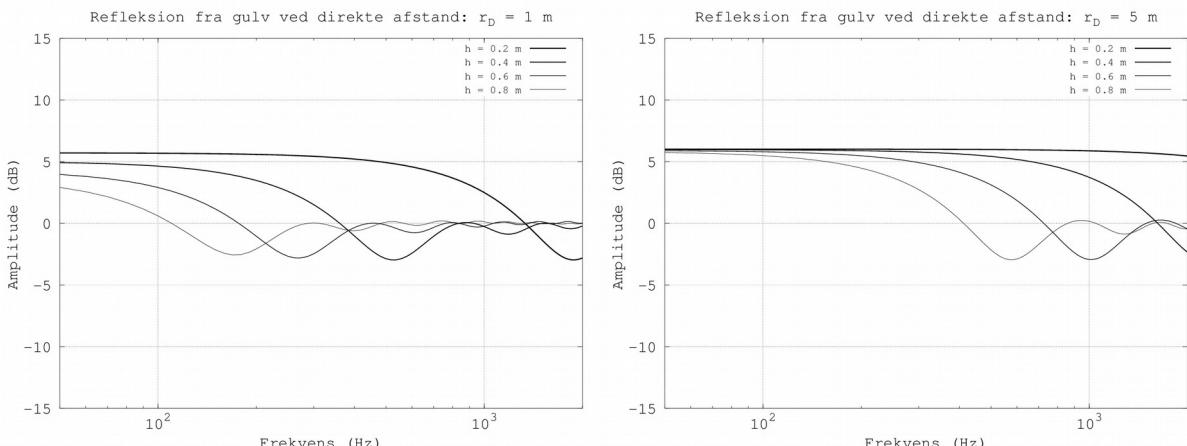


Figur 1.20 – Lyden kan reflekteres fra gulvet og det forsinkede signal vil interferere med det direkte signal og give en ujævn karakteristik. Ved lave frekvenser vil de to signaler adderes så lydtrykket fordobles mens der ved højere frekvenser vil være en irregulær respons.

Lyden fra refleksionen løber længere end den direkte lyd så den bliver dæmpet med r_D/r_R i forhold til den direkte lyd og forsinket med afstandsfordelingen $r_R - r_D$ der skrives som $\exp(-jk(r_R - r_D))$. For en højttaler i en vis afstand fra gulvet vil der optræde destruktiv interferens ved frekvensen f_R hvor det reflekterede signal er forsinket en halv bølgelængde.

Med højttaleren monteret i plan med gulvet ($h \approx 0$) bliver den firkantede parentes $1 + r_D/r_R$ tæt på faktor 2 så refleksionen fra gulvet giver 6 dB løft.²⁰

Højttalerens retningsvirkning $D(\theta)$ er funktion af frekvensen og mindsker gulvets refleksion ved stigende frekvens (se side 47). Det indtræder over 1 kHz for en typisk højttaler og vil mindske interferensen fra gulvet ved højere frekvenser.

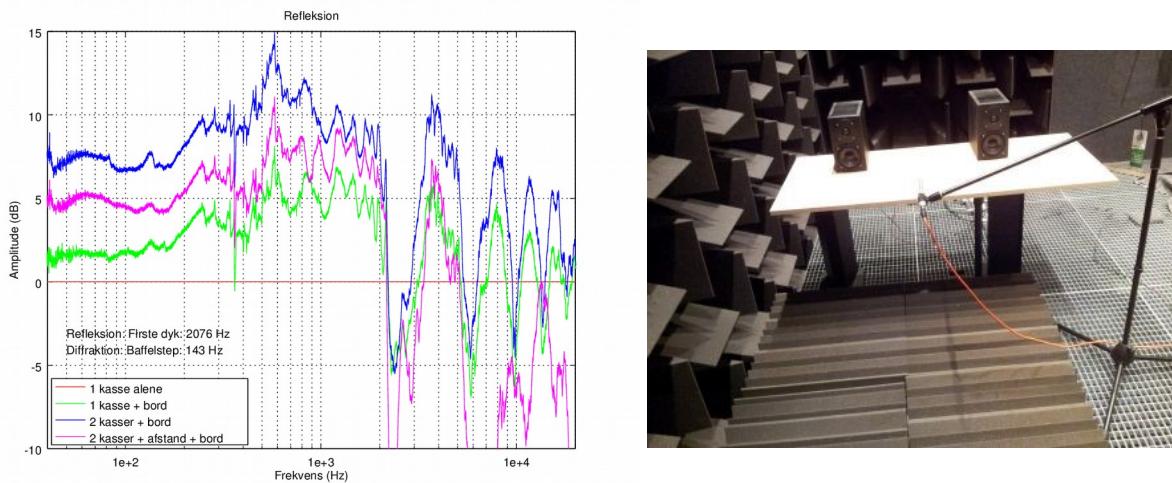


Figur 1.21 – Det forsinkede signal interfererer med det direkte signal og giver en ujævn respons. Her er afstanden for den direkte lyd valgt til to værdier med højttaleren i fire positioner over gulvet.

Med $r_D = 1 \text{ m}$ og $h = 0.8 \text{ m}$ opnås en en halv bølgelængdes forsinkelse ved 190 Hz (venstre, tynd streg). For $r_D = 5 \text{ m}$ bliver det første dyk tilsvarende ved 690 Hz (højre, tynd streg).

Herunder vises en måling på den lille PC højttaler med refleksion fra et bord. Målingen uden bord er gengivet som den røde kurve og den er fratrukket de øvrige målinger for at vise ændringen.

²⁰ Noget tilsvarende udnyttes ved *Surface Microphones* hvor mikronen ligger plant på et bord og drager nytte af refleksionen.

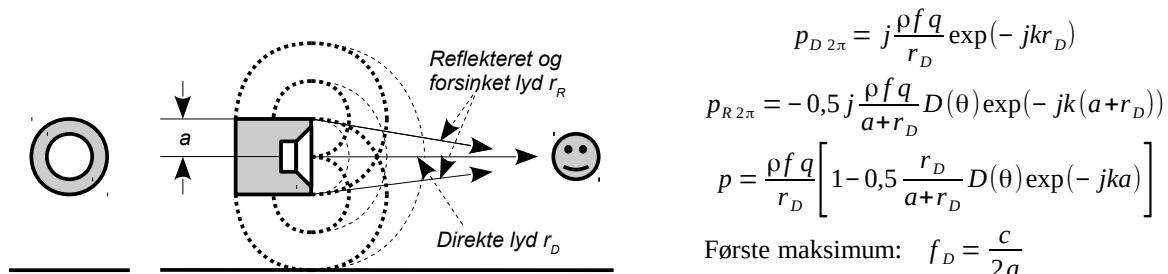


Figur 1.22 – Måleopstilling for PC Højttaleren på et bord med målene 0,6 m x 1,3 m, der er akustisk stort over 90 Hz. Afstanden fra højttaler til mikrofon er 0,5 m regnet fra midtpunktet mellem de to kabinetter og vinklen er 30° for den sidste opstilling. Refleksionen fra bordet hæver bassen og ligeledes ved brug af to højttalere der samarbejder i bassen.

Målepositionen er lidt udenfor kanten så den forventede fordobling reduceres til 5 dB fra 500 Hz og op (grøn kurve). Bashøjttaleren er 70 mm over bordet så første dyk forventes ved 2,5 kHz, men ses allerede lidt over 2 kHz. Med to højttalere tæt på hinanden fordobles lydtrykket i basområdet (blå kurve). Med de to højttalere trukket 0,6 m fra hinanden forøges afstanden til mikrofonen og det giver et lidt svagere niveau samt en påvirkning af de høje frekvenser (pink kurve).

1.8.3 Diffraktion

Lydens trykbølger udbreder sig i alle retninger ved lave frekvenser og ved kabinetts kant ændres udbredelsesforholdene momentant idet støtten fra kabinetts frontplade ophører. En måling af impulssvaret viser at det direkte signal efterfølges af et ekko med halv amplitude og modsat polaritet ohvor tidsforsinkelsen svarer til afstanden til kanten.



Figur 1.23 – Diffraktion fra kabinetts kanter skaber interferens. Modellen antager at højttaleren er monteret i centrum af et cirkulært kabinet med radius a.

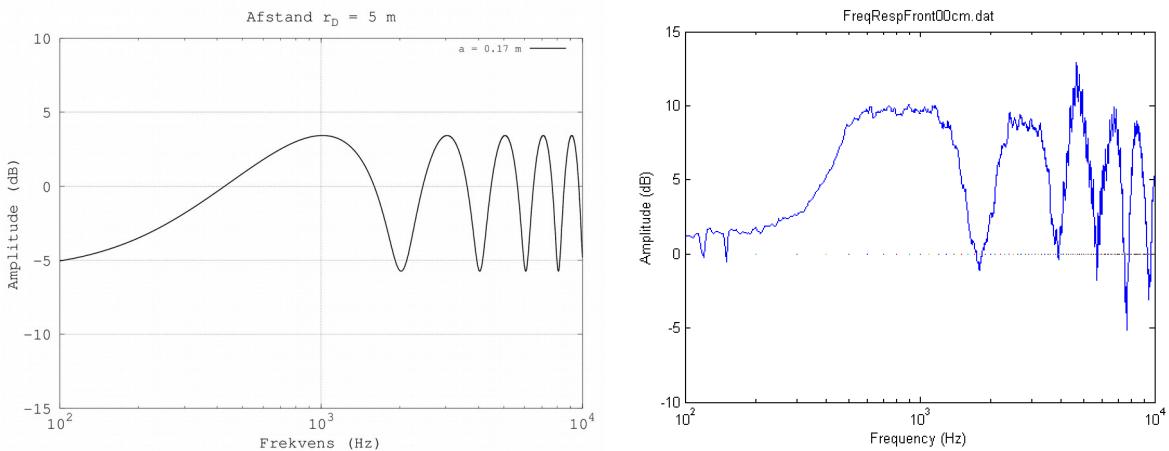
For en cirkulær plade med radius $a = 0,17$ m vil første maksimum indtræde ved $f_D = 1$ kHz og amplituden er 9,5 dB over niveauet ved lave frekvenser.

Et eksempel vises herunder hvor kabinetts front er cirkulær med en punktformet højttaler i centrum. Forsinkelsen er den samme i alle retninger så matematikken bliver enkel. Forskellen mellem teori og måling skyldes at der blev målt på en tynd plade så der løber en trykbølge langs med bagsiden som ved en ny kantdiffraktion skaber interferens med forsidsignaler.^{21,22,23}

21 Kurverne er fra min MSC afhandling "Loudspeaker Cabinet Diffraction", DTU 2006, der er tilgængelig fra www.torean.dk.

22 Målingen byttede om på mikrofon og højttaler så mikrofonen var placeret i baffle's centrum med højttaleren i en vis afstand. Det er et almindeligt måleteknisk trick når påvirkningen fra højttalerens relativt store dimension ikke er ønskelig.

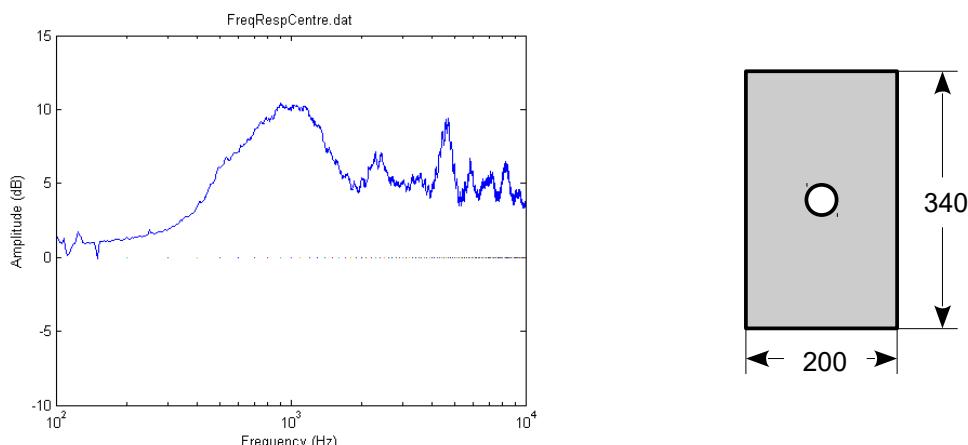
23 Det skarpere forløb ved målingen kan inkluderes i modellen som det vises i dokumentet.



Figur 1.24 – Beregning af responsen for en cirkulær plade med radius $a = 170$ mm sammenlignet med en måling for en punktformet lydkilde monteret i centrum af denne plade.

Resultatet svarer godt til de målinger Harry F. Olson har publiceret.²⁴

Symmetrien ved den cirkulære plade gør den til den værst tænkelige montage. Det kan forbedres ved at benytte en rektangulær frontplade hvor tidsforsinkelsen udtrækkes så responsens toppe og dale reduceres. Højttaleren bliver retningsbestemt ved høje frekvenser hvilket yderligere reducerer interferensen i det høje frekvensområde da der ikke sendes lyd ud mod forpladens kanter.



Figur 1.25 – Måling af frekvensresponsen for en punktformet lydkilde monteret i centrum af en rektangulær plade med typiske mål for en forplade, dog er tykkelsen kun 12 mm.

Den gennemsnitlige afstand fra højttalerens centrum til kanten er 150 mm der svarer til en halv bølgelængde ved 1,2 Hz hvor niveauets maksimum forventes. Perimeteren er 1,08 m der antyder at forpladen er akustisk lille under 320 Hz så her er støtten fra frontpladen væk.

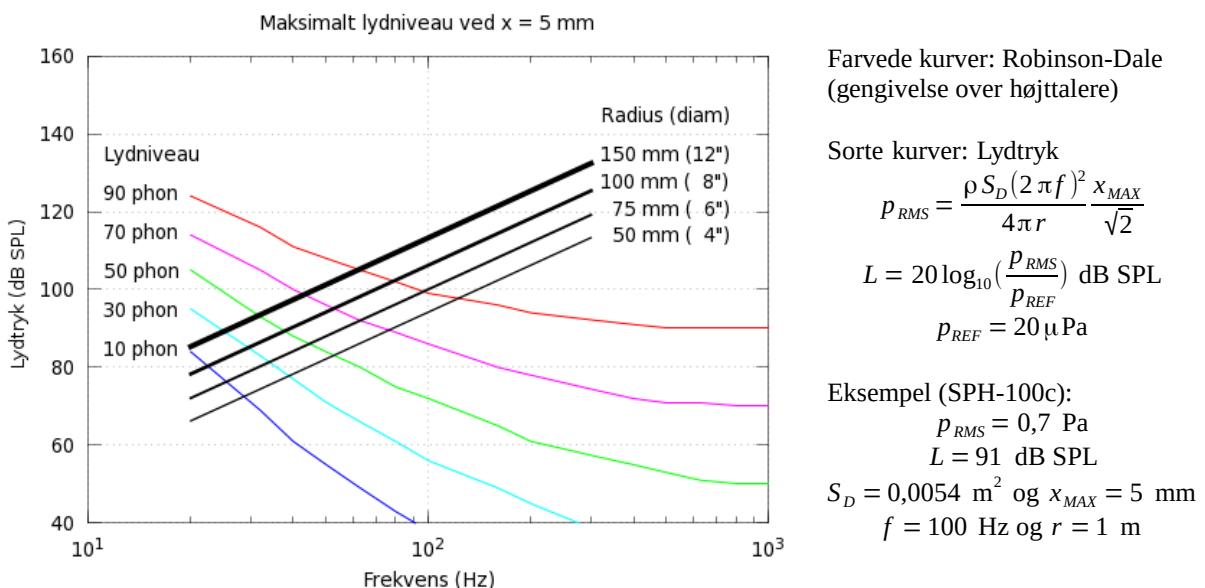
1.8.4 Sammenfatning

Den akustiske kortslutning reduceres ved at montere højttaleren i en plade (baffel), men bassen vil blive reduceret med 6 dB/oktav under en frekvens givet af pladens størrelse. Kanten giver dog en interfererende diffraktion med et niveau på -6 dB i bassen ved lave frekvenser hvor pladen er lille i forhold til bølgelængden. Dertil kommer $+3,5$ dB ved frekvenser hvor pladen er sammenlignelig med bølgelængden og en irregulær respons ved højere frekvenser indtil højttaleren bliver akustisk stor. Gulvets refleksion løfter bassen 6 dB når afstanden til gulvet ved lave frekvenser.

²⁴ Harry F. Olson "Direct Radiator Loudspeaker Enclosures" Audio Engineering Society, November 1951.

1.9 Design af et kabinet

For at kunne høre de dybe toner omkring 40 Hz skal lydtrykket være over 50 dB SPL (se side 7). Ved et lytteniveau på 70 phon skal højttaleren kunne gengive 100 dB SPL ved de dybe frekvenser og det stiller hårde krav til højttaleren. Som eksemplet med PC Højttalerens basenhed viser skal frekvensen være over 100 Hz og membranens udsving er på kanten af hvad højttaleren kan tåle.



Figur 1.26 – De sorte kurver viser det maksimale lydtryk i 1 m afstand fra en frontstrålende højttaler ved en amplitude af membranen på 5 mm som funktion af frekvensen og med membranens radius som parameter. De kulørte kurver viser lydniveauet efter Robinson-Dale.

Under højttalerens resonans aftager niveauet med 12 dB/oktav og det er almindeligt at specificere højttalerens grænsefrekvens ved -10 dB der er ved $2^{-10/12} = 0,56$ gange resonansen. Med 40 Hz som grænse skal der designes efter en resonans i kabinetet på 70 Hz. Som en tommelfingerregel vil et kabinet med samme volumen som højttalerens V_{AS} specifikation hæve resonansen med 40 % så for at nå 70 Hz i et kabinet med det volumen skal højttaleren have en fri resonans på 50 Hz.

Diffraction giver et lavere lydtryk i bassen hvor højttaleren arbejder mod hele rummets 4π og det påvirker responsen med -6 dB i bassen inden frontpladen bliver akustisk stor og begrænser lyden til rummet foran højttaleren (2π). Refleksionen fra gulvet fordobler niveauet i bassen når afstanden til gulvet er lille i forhold til bølgelængden, men det er vanskeligt at kombinere de to effekter.

Højttaleren bliver direktiv mod høje frekvenser hvilket reducerer diffraction og refleksion, men der udstråles nu mindre lydeffekt til lytterummet selv om lydtrykket på aksen er jævn og det vil påvirke den subjektive opfattelse af højttaleren. En diskant udstråler over hele bafflen så diffractionen bliver igen aktiv over delefrekvensen indtil også diskanten bliver direktiv. Se også figuren side 41.

Diskantens følsomhed er normalt højere end for bassen hvortil kommer -6 dB fra kantdiffractionen så det kan være nødvendigt at inkludere et dæmpningsled i delefiltret. Ved PC Højttaleren var det på 11 dB, men ved de præsenterede målinger var diskanten kun dæmpet 5 dB da diffractionen viste sig at være mere betydnende end først antaget.

Stående bølger i kabinetet kan beregnes på samme måde som for et lytterum (se side 89) og bør dæmpes ved at placere dæmpemateriale i det indvendige volumen. Kabinetet skal desuden være så stift at der ikke transmitteres lydenergi fra det indre til omgivelserne.

2 HØJTTALEREN

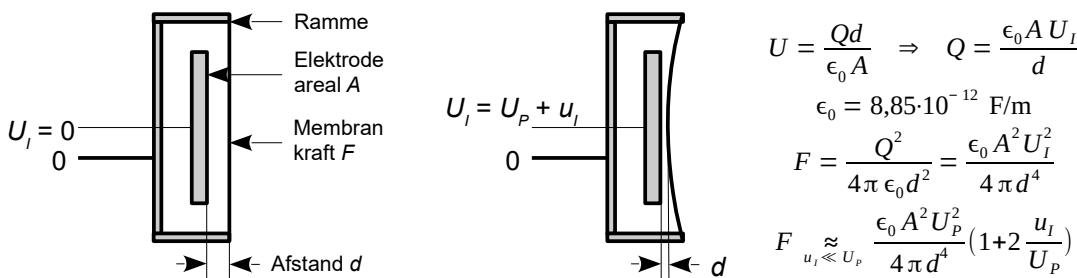
Der er gennem tiden udviklet flere principper for omsætning af elektrisk energi til akustisk energi som kort skal omtales her. Det elektro-dynamiske princip er helt dominerende og i dette kapitel opbygges en model af højttaleren som derefter benyttes for at studere de mest populære typer af kabinetter.

2.1 Højttalerprincipper

Højttaleren er en transducer som omsætter elektrisk energi til akustisk energi og det kan gøres på flere måder hvor de kommercielt tilgængelige principper gennemgås kortfattet.

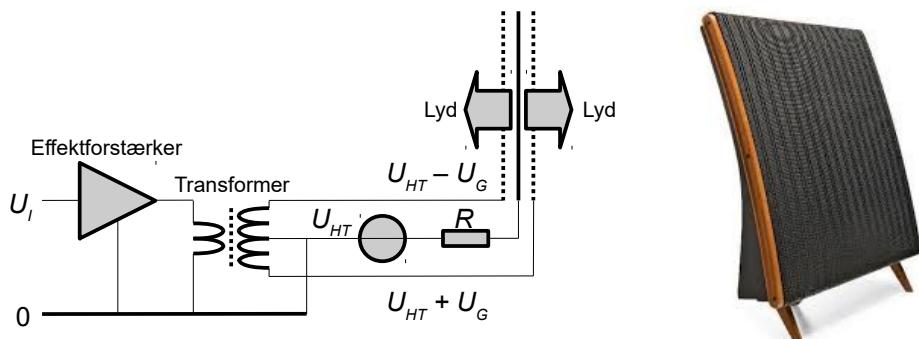
2.1.1 Elektrostatisk højttaler

Elektrostatiske kræfter kan flytte en let membran af ledende folie som så skubber til luften. Kraften på membranen er givet ved det elektriske felt der er funktion af spændingen og afstanden mellem membran og elektrode, men den afhænger ikke af spændingens fortegn så det er nødvendigt med en fast polariseringsspænding U_p så membranen kan svinge omkring dette nye "nulpunkt".



Figur 2.1 – Den principielle opbygning af en elektrostatisk højttaler hvor en udspændt membran af et elektrisk ledende materiale tiltrækkes af et elektrisk felt.

Højttaleren bygges oftest symmetrisk så der undgås en statisk deformation af membranen. Det er ikke realistisk at drive membranen direkte fra en effektorforstærker med en rørforstærker som mulig undtagelse så en transformator omsætter spændingen til kilovolt-niveau med en typisk værdi af polariseringsspændingen på 5 kV. Overslag i luft opträder ved cirka 3 MV/m og en elektrostatisk udladning kan beskadige membranen så systemerne indeholder ofte elektronik for detektion af en begyndende strøm mellem membran og elektrode.

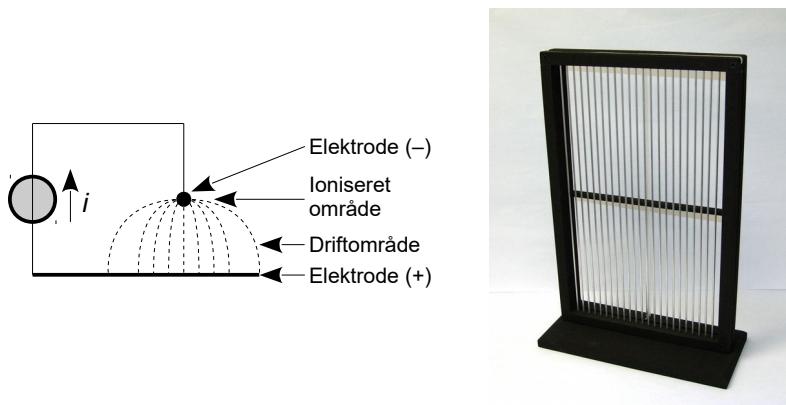


Figur 2.2 – Opbygningen af en almindelig elektrostatisk højttaler hvor membranen oplades fra en højspændingsgenerator. Signalet tilføres to perforerede plader i modsat polaritet så membranen påvirkes af den resulterende kraft. Til højre en elektrostatisk højttaler fra Quad.

Det er svært at isolere forsiden fra bagsiden så der er en vis grad af akustisk kortslutning mellem de to sider af membranen og det giver en relativt høj værdi af den lave grænsefrekvens.

2.1.2 Ionisering som drivkraft

Ioniseringen af luften undgås i den elektrostatiske højttaler, men den danner selve fundamentet for en højttaler uden membran. Hvis spændingsforskellen mellem en elektrode med negativ ladning og en referenceelektrode er høj nok vil luften ioniseres. Der løber nu en strøm af elektroner fra den negative elektrode til den positive og driftsstrømmen kan påvirkes af et elektrisk eller magnetisk felt. Intensiteten af ionisering kan moduleres for at danne lydbølger som følge af en variation i opvarmningen af luften. Ionisering af luftens indhold af oxygen og nitrogen danner giftige gasarter der kan være problematiske i lukkede rum. Ionisering kan dog også opnås ved at brænde gas i en flamme som fx ved et stearinlys (søg på internettet efter *singing flame*).



Figur 2.3 – Den principielle opbygning af en højttaler baseret på ionisering af luften. Til højre et eksempel på en fuldtoneenhed hvor den negative elektrode er udspændte tråde (Kronos EFA).

2.1.3 Piezoelektrisk højttaler

En del diskanthøjttalere udnytter en piezoelektrisk effekt som omsætter en elektrisk spænding til en bøjning af et plastmateriale. Den modsatte effekt benyttes i piezoelektriske accelerometre til at omsætte vibration til spænding og i lightere hvor en mekanisk påvirkning giver en gnist. Effekten udnyttes for mellemtone- og diskanthøjttalere og ofte i forbindelse med et horn for at omsætte det relativt svage signal til et brugbart niveau. Den piezoelektriske højttaler benyttes i PA anlæg på grund af dens store robusthed idet højttaleren kan bruges uden delefilter op til cirka 30 V påtrykt direkte (det er over 100 W i $8\ \Omega$) og den optager først effekt fra cirka 4 kHz og op. Ved meget høje effekter anbefales et simpelt filter for at beskytte højttaleren imod spændingen fra de dybe toner.

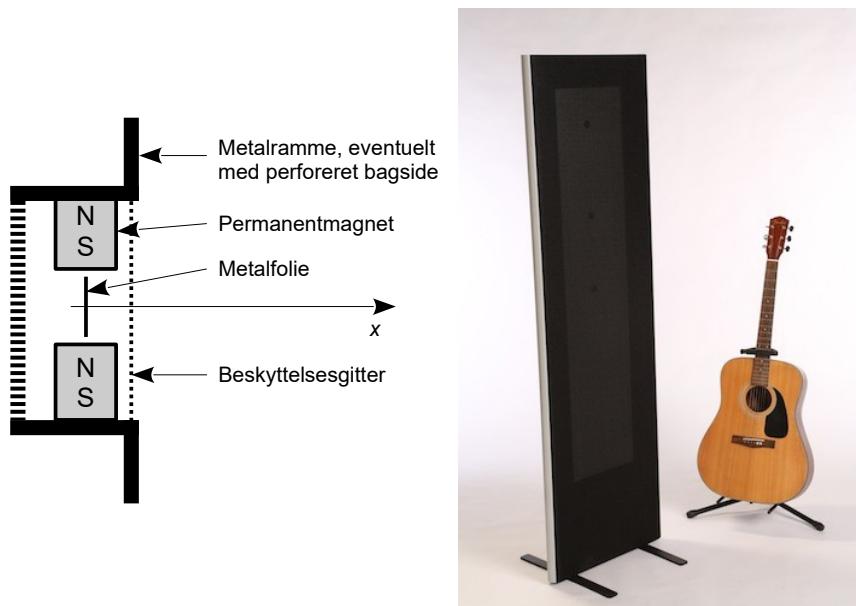


Figur 2.4 – En piezoelektrisk højttaler benytter et plastmateriale der vrides når det påtrykkes en spændings. I midten et diskanthorn MPT-005 fra Monacor og til højre en skiveformet transducer af et piezoelektrisk materiale (Wikipedia).

De piezo-elektriske højttalere findes som billige, skiveformede lydgivere der kan styres direkte fra en mikroprocessors digitale udgang for brug over et begrænset frekvensområde. De findes også som integrerede lydgivere med en indbygget oscillator og en akustisk resonator dannet af en lille kasse med et hul som giver et højt lydtryk ved lavt effektforbrug, men nu kun ved én frekvens.

2.1.4 Magnestatisk højttaler

En variant over det elektrostatiske princip benytter en tynd, elektrisk ledende folie der er ophængt i et magnets luftgab. En elektrisk strøm i folien vil give en mekanisk påvirkning fra Lorenz-kraften der er vinkelret på både magnetfeltet og strømmens retning. For at udnytte det magnetiske luftgab bedst muligt skal båndet være smalt så princippet finder hyppigst anvendelse til mellemtone og diskant hvor den lille dimension desuden giver en god spredning af lyden i det horizontale plan. Flere moduler kan benyttes for at øge det samlede areal af membranen, men for basgengivelse kræves dimensioner der er sammenlignelige med en dør dels for at kunne sætte en tilstrækkelig stor luftmængde i bevægelse og dels for at undgå den akustiske kortslutning mellem udstrålingen fra for- og bagside. Højttalere af denne type markedsføres under betegnelser som Magnetostat og Magneplanar og de betegnes ofte *ribbon loudspeakers* i den tekniske litteratur.



Figur 2.5 – En magnestatisk højttaler benytter et tyndt elektrisk ledende bånd som er monteret i et magnetsystems luftgab (Magneplanar).

Den elektriske impedans er givet af båndet og er ofte så lav at der behøves en transformator for en tilpasning til effektforstærkeren, men der markedsføres højttalere beregnet for direkte tilslutning. De store enheder for basgengivelse har udstråling fra begge sider af folien og vil derfor have en dipolkarakteristik hvor der ikke udsendes betydnende effekt mod siderne.

2.1.5 Elektro-dynamisk højttaler

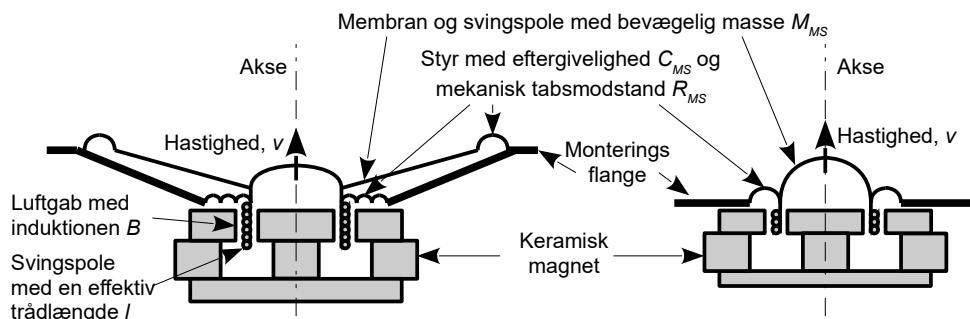
Det mest udbredte af principperne udgøres af den elektro-dynamiske højttaler der benyttet en let og stiv membran til at flytte luften og som "motor" har en elektrisk spole placeret i et magnetfelt. Højttaleren findes i et utal af varianter fra store bashøjttalere over mindre enheder for gengivelse af mellemtone og diskant samt for enheder for gengivelse af hele det hørbare frekvensområde. Dertil kommer specialenheder som horndrivere og robuste højttalere der tåler vand og højtryksspuling. De fleste højttalere indbygges i et kabinet for at undgå den akustiske kortslutning, men der findes også højttalere for montage på paneler som så udgør membranen.

Det er svært at overføre energi til det akustiske system fordi luften er så let at flytte uden at give et betydende modtryk og den elektro-dynamiske højttaler er ingen undtagelse. Virkningsgraden er i området fra 0,1 til 2 %. Det er muligt at opnå højere virkningsgrad ved tilpasning af kabinetet så det udnytter en resonans for at løfte niveauet i bassen eller ved brug af et akustisk horn hvilket dog samtidigt begrænser det anvendelige frekvensområde.

2.2 Højttalerens model

Den elektro-dynamiske højttaler benytter en let og stiv membran som sættes i bevægelse af en elektromagnetiske kraft for at overføre energi til luften. I dette afsnit opbygges en model af den elektro-dynamiske højttaler og fra side 42 og frem studeres forskellige former for montage.

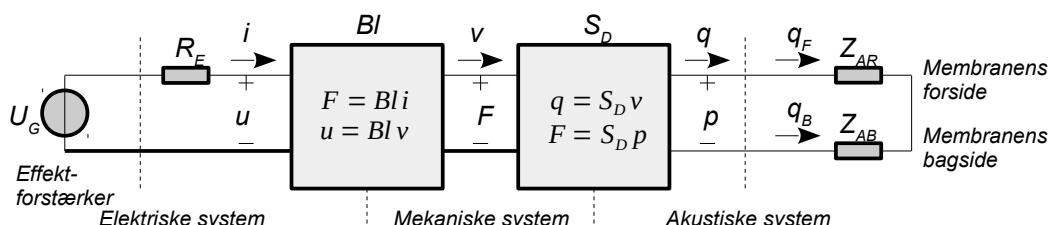
Højttaleren findes i mange udformninger hvor de to mest udbredte er gengivet herunder og de vil blive behandlet under ét da de ikke adskiller sig væsentligt fra hinanden. Teorien vil også fungere for en dynamisk mikrofon der er opbygget på helt samme måde, men forskellen er at membranen nu sættes i bevægelse af det akustiske system som producerer en spænding over de elektriske tilslutningsklemmer. På samme måde optræder der en tilbagevirkning i en højttaler fra trykket i kabinetten fra en resonans i en basport eller modtrykket fra en hornhøjttaler.



Figur 2.6 – Snit igennem en bashøjttaler (venstre) og en diskant (højre). Membranen er ophængt i nogle styr så den kun kan bevæge sig i akseretningen der her er vist lodret. For en bashøjttaler kan bagsidens lydtryk passere gennem huller i rammen og undertiden gennem et hul i magnetens centerdel mens bagsiden for en diskanthøjttaler er spærret inde i et lukket rum.

Membran og svingspole har tilsammen den bevægelige masse på $M_{MS} = 5 \dots 50$ g for en bashøjttaler, og nogle få gram for en diskanthøjttaler. Styrenes eftergivelighed C_{MS} er omkring 1 mm/N for en bas og de mekaniske tab R_{MS} er oftest under 1 Ns/m.

Højttaleren er en transducer der omsætter energi mellem de elektriske, mekaniske og akustiske systemer. Der er en meget nær kobling mellem systemerne så der udveksles energi hen over de to systemgrænser. Den elektrisk-mekanisk grænseflade beskrives ved højttalerens kraftfaktor Bl og den mekanisk-akustiske grænseflade udgøres af membranens areal S_D . Den nære kobling mellem systemerne betyder at den elektriske impedans afspejler forholdene i såvel det mekaniske som det akustiske system så det er muligt at måle alle vigtige parametre for alle tre systemer alene fra den elektriske side. Højttalerenhedens parametre oplyses i databladet som Thiele-Small parametrene der illustreres i det følgende afsnit.



Figur 2.7 – Højttaleren drives i det elektriske system ved spændingen U_G fra effektforstærkeren der fører strømmen i ind i højttaleren givet ved spændingsdifferensen over modstanden R_E . Strømmen giver en kraftpåvirkning F på den bevægelige masse som accelereres til hastigheden v . Arealet af membranen S_D flytter et volumen af luft med volumehastigheden q der giver trykdifferensen p over membranens to sider i det akustiske system med Z_{AF} for forsidsens impedans og Z_{AB} for bagsidens. For- og bagsidens volumehastigheder q_F og q_B er modsat rettet da forsiden producerer et overtryk mens bagsiden giver et undertryk når membranen bevæges fremad mod lytteren.

2.2.1 Thiele-Small parametre

De vigtigste af højttalerens parametre beskrives i dens datablad som dens Thiele-Small parametre, hvor eksemplet herunder angår de to enheder i PC Højttaleren. Parametrene er resultatet af en serie af artikler fra A. Neville Thiele og Richard H. Small fra cirka 1975.

Thiele-Small parameter	Symbol	SPH-100c	DT-107
DC modstand	R_E	6,0 Ω	
Svingspolens selvinduktion	L_E	0,65 mH	
Resonansfrekvens	f_S	50 Hz	1200 Hz
Masse af bevægelige system	M_{MS}	7 g	
Eftergivelighed af styr	C_{MS}	1,45 mm/N	
Mekanisk godhed	Q_{MS}	3,53	
Elektrisk godhed	Q_{ES}	0,5	
Mekanisk tabsmodstand (beregnet fra data)	R_{MS}	0,6 Ns/m	
Ækvivalent volumen	V_{AS}	6 dm ³	
Kraftfaktor	Bl	5,1 Tm	
Membranens effektive areal	S_D	0,0054 m ²	
Maksimal lineær bevægelse	X_{MAX}	± 4 mm	
Følsomhed ($r = 1$ m, $U_{GRMS} = 2,83$ V)	S	84 dB	89 dB

Den elektro-mekaniske model der præsenteres i de følgende afsnit kan benyttes til at bestemme værdien af højttalerens parametre som eksemplificeret i tabellen herunder.

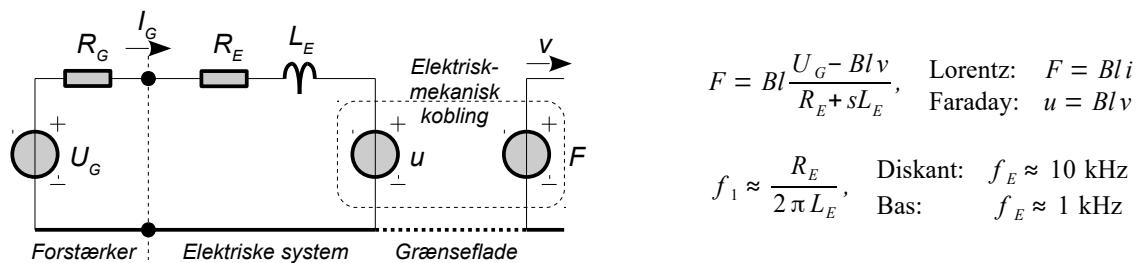
Parameter	Forklaring	Problemer
$R_E = \frac{U_{DC}}{I_{DC}}$	Måling af svingspolens modstandsværdi hvor et almindeligt multimeter ofte er at foretrække.	Værdien afhænger af temperaturen med 0,3 %/K og det er generelt svært at måle lave modstandsværdier.
$L_E = \frac{R_E}{2\pi f_3}$	Frekvensen f_3 findes hvor den numeriske værdi af impedansen Z_E er vokset med 3 dB fra værdien i området over resonansen. Det er fra R_E til $1,41 \cdot R_E$.	Hvirvelstrøm i magneten påvirker den målte impedans.
$Bl = \frac{g M_x}{I_{DC}}$	Højttaleren placeres med membranen opad og den belastes med en masse M_x (fx 50 g) der giver kraften $F = gM_x$ hvor $g = 9,82$ m/s ² er tyngdeaccelerationen. Strømmen I_{DC} indstilles så nul-positionen retableres.	Kraftfaktoren er funktion af forskydningen så den målte værdi er kun korrekt i hvilepositionen. Det kan være svært at måle forskydningen præcis.
$C_{MS} = \frac{\Delta x}{Bl I_{DC}}$	Massen M_x fjernes og forskydningen Δx væk fra nul-positionen måles ved fastholdt strømstyrke I_{DC} .	Eftergiveligheden er funktion af forskydningen på samme måde som Bl .
$M_{MS} = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 C_{MS}}$	Resonansens frekvens f_0 findes ved maksimum af den elektriske impedans.	Højttaleren skal være frit ophængt. Det er dog ofte muligt at lade den ligge på bordet med membranen opad.
$Q_{MS} = \frac{f_0}{\Delta f}$	Godheden af resonansen bestemmes fra frekvensen f_0 og afstanden Δf mellem de to frekvenser hvor impedansen er -3 dB.	For kun at måle de mekaniske tab skal højttaleren drives fra en høj impedans hvor $R_G \gg (Bl)^2/R_{MS}$. Typisk $R_G = 1$ k Ω .
$R_{MS} = \frac{1}{Q_{MS}} \sqrt{\frac{M_{MS}}{C_{MS}}}$	Med højttaleren beskrevet ved anden-ordens system kan de mekaniske tab bestemmes. Denne formel er benyttet ved R_{MS} for PC Højttaleren.	Tabet er afhængigt af amplitude og absorption i det akustiske miljø.

For mere information anbefales den engelske Wikipedia under "Thiele/Small".

2.2.2 Det elektriske system

Svingspolen (voice coil) består af en tråd af kobber eller aluminium der er viklet op til en spole og som befinder sig i et magnetfelt. Svingspolen beskrives ved DC modstanden R_E og selvinduktionen L_E hvor index E refererer til det elektriske system. Magnetfeltets luftspalteinduktion B og længden l af svingspolens tråd i magnetfeltet giver kraftfaktoren Bl (force factor) med $Bl = 5 \text{ Tm}$ som en typisk værdi. For at indikere omsætningen fra det elektriske system til det mekaniske vil kraftfaktoren også ses angivet som $Bl = 5 \text{ N/A}$ der betyder præcis det samme. En strøm i spolen vil påvirke den med en kraft fra Amperes lov der også kaldes Lorentzkraften.

Strømmen i svingspolen vil ultimativt resultere i en bevægelse af svingspole og membran og det vil inducere en spænding i svingspolen der i henhold til Faradays lov udtrykkes ved hastigheden v og kraftfaktoren Bl . Spændingen modvirker strømmen i svingspolen og den udgør en vigtig del af højttalerens funktion. Den kaldes for en modelektromotorisk kraft i ældre litteratur.



Figur 2.8 – Højttalerens elektriske system består af effektforstærkeren, her repræsenteret ved en spændingskilde U_G , dertil modstanden R_E fra svingspolens tråd og selvinduktionen L_E fra spolens bevikling. Reaktionen fra det mekaniske system beskrives ved spændingskilden Blv for Faradays induktionslov som følge af den hastighed v svingspolen bevæger sig med. Højttalerens "motor" beskrives ved kraftfaktoren Bl hvor B er magnetfeltets induktion og l den effektive længde af tråd der befinner sig i magnetfeltet. Svingspolens selvinduktion er betydnende over frekvensen f_1 .

Set fra den elektriske side består højttaleren af DC modstanden R_E fra beviklingen af svingspolen og selvinduktionen L_E fra spolevirkingen. DC modstanden udgør mindst 80 % af den nominelle impedans så en 8Ω højttaler bør mindst have $R_E \geq 6,4 \Omega$, men jeg har eksempelvis målt $5,6 \Omega$ for enheden i PC Højttaleren. Effektforstærkerens indre modstand R_G og tilslutningskablets modstand er seriekoblet med højttalerens DC modstand som $R_G + R_E$, men da R_G oftest er under $0,1 \Omega$ har den ringe betydning og undlades ofte i diagrammaterialet. Undtagelserne er tynde kabler samt rørforstærkere hvis indre modstand kan være af samme størrelse som DC modstanden. Værdien af $R_G + R_E$ har betydning for den elektriske dæmpning af højttaleren og frekvensresponsen. Man bør være opmærksom på at et delefilter indeholder seriekomponenter og at DC modstanden af en seriekoblet spole kan blive så høj at den indvirker på funktionen.^{25,26}

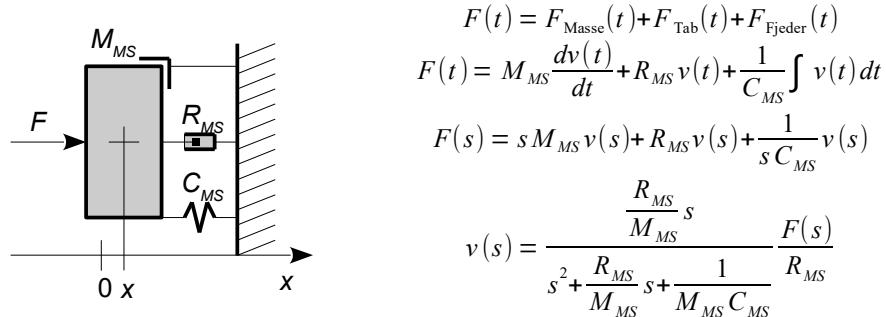
Svingspolens selvinduktion L_E er cirka 1 mH for en bashøjttaler og mindre for en diskant og den reducerer strømmen ved høje frekvenser. Værdien dominerer over R_E fra omkring 1 kHz for en bashøjttaler mens en diskant næppe har en mærkbar indvirkning herfra. En konsekvens er dog at højttalerens impedans stiger med frekvensen. En højttalers konstruktion kan godt holde lydtrykket på aksen konstant selv om strømmen i svingspolen aftager for højttaleren bliver direktiv og vil kun udsende lydeffekt i en mindre rumvinkel. Selvinduktionen ses i en del litteratur modelleret med en modstand i parallel for at repræsentere tab fra hvirvelstrømme i magneten.

25 Der er megen diskussion om tilslutningskablets indvirkning på højttalerens lydgengivelse og ikke mindst på internettet, men der mangler en videnskabelig grundelse for de fleste af påstandene. Det mest holdbare er at kablet skal have et så stort tværsnit af kobber at DC modstanden i kablet bliver ubetydelig i sammenligning med svingspolens DC modstand. Hvis grænsen arbitraert sættes til 10 % svarer den til cirka $0,6 \Omega$ og indvirkningen på frekvensresponsen er da under 1 dB.

26 Modstanden af svingspolen stiger med temperaturen og vil reducere lydtrykket efter langvarig påvirkning ved en høj effekt.

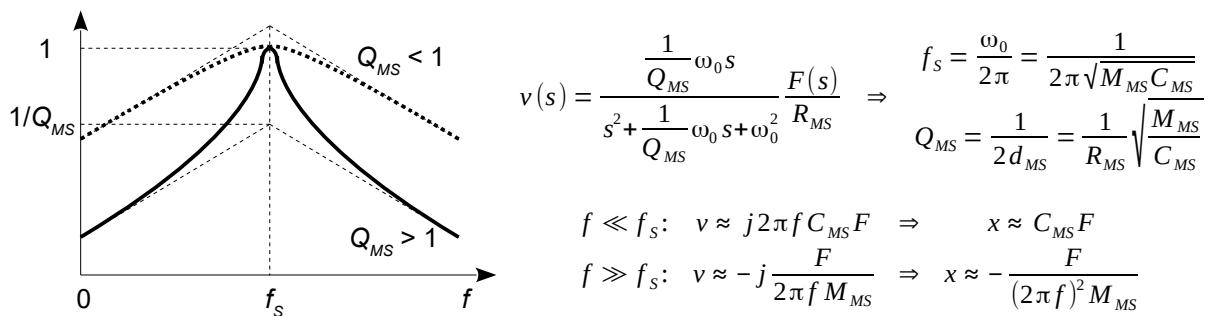
2.2.3 Det mekaniske system

Kraften på svingspolen er givet ved højttalerens kraftfaktor og strømmens styrke som $F = BI$ i der vil accelerere massen af svingspole og membran M_{MS} efter Newtons anden lov. Når svingspole og membran bevæger sig vil styrene fungere som en fjeder der trækker dem tilbage igen i takt med at afstanden øges fra ligevægt²⁷. Der tabes energi fra intern friktion i styrene og det modelleres ved en mekanisk modstand R_{MS} . Der er andre tabsmekanismer (fx dæmpningmsmaterialet i kabinetet og den afgivne lydeffekt) og de kan alle inkluderes i de mekaniske tab ved at justere på R_{MS} .



Figur 2.9 – Den mekaniske model af det svingende system med massen M_{MS} , tabene R_{MS} og eftergiveligheden C_{MS} . Newtons anden lov giver kraften $M_{MS} dv/dt$ hvor membranens hastighed er v og massen har et "ekstra ben" for at angive bevægelsens reference. Tabet antages proportional med hastigheden som kraften $R_{MS}v$. Styrene trækker svingspole og membran tilbage til ligevægt ved kraften x/C_{MS} hvor x er afstanden væk fra ligevægt og da hastigheden er lig med den afledte af afstanden, $v = dx/dt$ findes kraften fra styrene ved integration.

Det mekaniske system vil svinge frivilligt hvis det sættes i gang og frekvensen er givet ved det konstante led som $\omega_0^2 = 1/M_{MS}C_{MS}$. Svingningen vil dø ud når påvirkningen ophører som følge af tabene repræsenteret ved R_{MS} og det beskrives ved godheden Q_{MS} (eller dæmpningen d_{MS}) ved koefficienten til ledet af første orden. Beregningen herunder kræver at det elektriske system ikke blander sig så højttaleren må ikke være forbundet til en effektforstærker. Det elektriske system dukker først op når højttaleren forbindes til en effektforstærker.



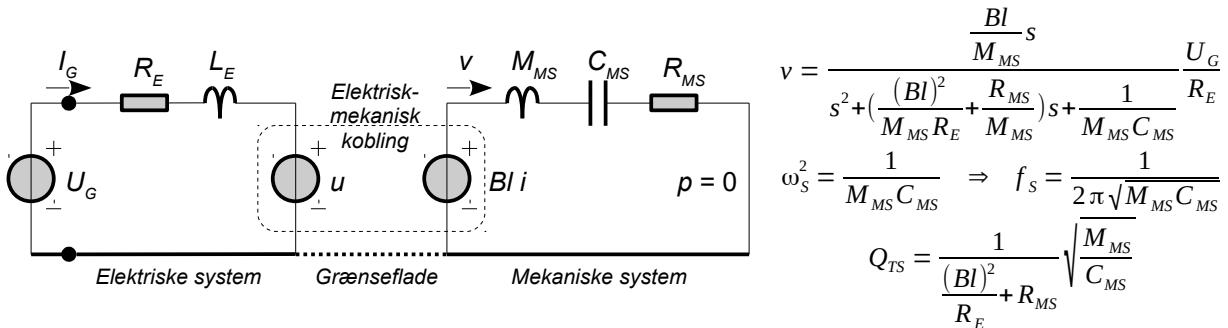
Figur 2.10 – Hastigheden er proportional med frekvensen under den mekaniske resonans og den aftager med frekvensen over resonansen. Amplituden er givet ved integration af hastigheden og er konstant under den mekaniske resonans mens den aftager over resonansen. Frekvensområdet omkring resonans bestemmes af godheden Q_{MS} , hvis det elektriske system ikke inkluderes.

For almindelig brug af højttaleren er det vigtigste frekvensområde over højttalerens mekaniske resonans f_s , hvor bevægelsen er styret af kraften F og massen M_{MS} . Det er det vigtige massestyrede område (*mass-controlled range*) hvor kombinationen af en aftagende hastighed og stigende kobling til lytterummet giver et konstant lydtryk. Ved lave frekvenser styres bevægelsen af C_{MS} og det giver en aftagende amplitude mod lave frekvenser.

²⁷ For en højttaler monteret i et kabinet vil den indespærrede luft virke som en fjeder der reducerer den effektive værdi af eftergiveligheden og derved hæver frekvensen af den mekaniske resonans og dens godhed (se side 49).

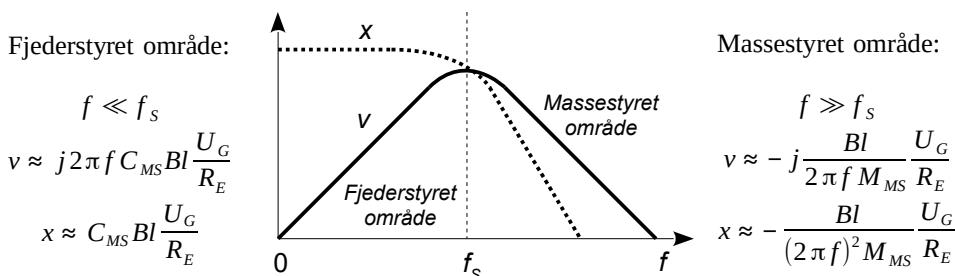
2.2.4 Det elektro-mekaniske system

Ligningen for det mekaniske system giver relationen mellem den mekaniske kraft og hastigheden, men det er mere nyttigt med en relation mellem den påtrykte spænding og hastigheden. Den kan opnås ved at benytte udtrykket for den mekaniske kraft i figur 2.8. Der ses bort fra det akustiske system hvilket er tilladeligt da virkningsgraden er meget lav og der ses bort fra selvinduktionen af svingspolen hvilket er tilladeligt for frekvenser under cirka 1 kHz for en bashøjttaler og 10 kHz for en diskant. Dæmpningen en en funktion af både de elektriske og mekaniske parametre hvor først-nævnte almindeligvis dominerer.



Figur 2.11 – Den elektro-mekaniske model af højttaleren for frekvenser under cirka 1 kHz.

Udtrykket beskriver et båndpasfilter så funktionen er opdelt i frekvensområderne under og over resonansen f_s . Forløbet i nærheden af resonans er givet af godheden Q_{TS} hvor området fra 0,5 til 1 almindeligvis foretrækkes med Butterworth for $Q_{TS} = 0,7$. Ved højere frekvenser er bevægelsen defineret af en balance mellem den mekaniske kraft og massen af svingspole og styr. Det er det såkaldt massestyrede område hvor der er omvendt proportionalitet mellem hastighed og frekvens. Højttalerens kobling til lytterummet er proportional med frekvensen så lydtrykket er konstant indtil højttaleren bliver direktiv.



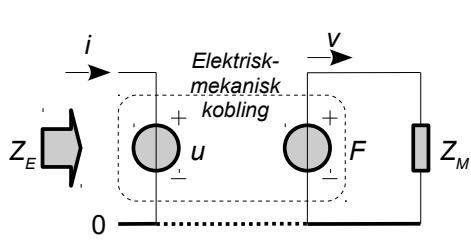
Figur 2.12 – Under resonansen f_0 er amplituden af højttalerens udsving x konstant da bevægelsen er givet af kraften fra svingspolen ($Bl U_G / R_E$) og eftergiveligheden af styrene C_{MS} . Hastigheden bliver tilsvarende proportional med frekvensen da $v = j\omega x$. Over resonans bliver hastigheden omvendt proportional med frekvensen idet kraften nu driver massen M_{MS} så accelerationen er konstant. Tilsvarende bliver membranens udsving omvendt proportional med kvadratet på frekvensen.

For PC højttaleren med $Bl = 5,1 \text{ N/A}$, $R_E = 6 \Omega$ og $C_{MS} = 1,45 \text{ mm/N}$ skal amplituden fra effektforstærkeren begrænses til $U_G = 4 \text{ V}$ for det maksimale udsving på $x = 5 \text{ mm}$, svarende til en elektrisk effekt på 2 W.

Ved lave frekvenser er bevægelsen defineret af en balance mellem den mekaniske kraft og styrenes eftergivelighed. Det er det fjederstyrede område (stiffness-controlled range) hvor amplituden af et udsving er uafhængig af frekvensen. Det er under det frekvensområde hvor en højttaler normalt benyttes, men er betydende for hvor store membranens udsving bliver ved lave frekvenser. Der er en grænse for hvor langt styrene kan tåle at blive trukket ud før fjederkraften afviger fra en lineær relation eller højttaleren lider mekanisk overlast. Grænsen er ved $\pm 5 \text{ mm}$ for en typisk bashøjttaler, $\pm 1 \text{ mm}$ for en fuldtone-højttaler og mindre endnu for en diskant.

2.2.5 Elektrisk og mekanisk impedans

Den elektriske impedans er defineret ved forholdet mellem de komplekse amplituder af spænding og strøm og den mekaniske impedans defineres på tilsvarende måde ved forholdet mellem kraft og hastighed så en høj impedans svarer til at ryste en betonklods. Omregningen mellem elektrisk og mekanisk impedans er reciprok så en serieforbindelse overføres til en parallelforbindelse. Hver enkelt impedans omsættes fra Z_x til $(Bl)^2/Z_x$ der er en admittans og en spændingsgenerator u overføres til en hastighedsgenerator v (strømgenerator) i den analoge model ved division med Bl .

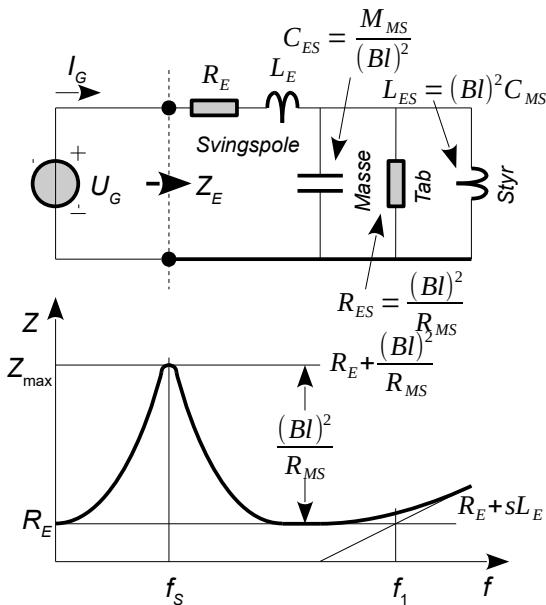


System	Impedans	Relation
Elektrisk:	$Z_E = \frac{u}{i} = \frac{(Bl)^2}{Z_M}$	$u = Blv \Rightarrow v = \frac{u}{Bl}$
Mekanisk:	$Z_M = \frac{F}{v} = \frac{(Bl)^2}{Z_E}$	$F = Bli \Rightarrow i = \frac{F}{Bl}$
	$Z_E = \frac{u}{i} = \frac{Blv}{F/Bl} = (Bl)^2 \frac{v}{F} \Rightarrow Z_E = \frac{(Bl)^2}{Z_M}$	

Figur 2.13 – Omsætning mellem det elektriske og mekaniske system er reciprok så en serieforbindelse overføres til en parallelforbindelse og kildens symbol ombyttes også.

Enheden for mekanisk impedans er $[Z_M] = [F/v] = \text{Ns/m}$. Kraftfaktorens enhed $[Bl] = \text{N/A}$ omsætter dette til en elektrisk impedans $[Z_E] = \text{V/A}$ gennem relationen $[(Bl)^2/Z_M] = (\text{N/A})^2 \text{m/Ns} = \text{Nm/A}^2 \text{s} = \text{V/A}$.

Højttalerens elektriske impedans hidrørende fra de elektriske og mekaniske systemer viser at de seriekoblede impedanser fra det mekaniske system nu opræder som parallelkoblede reciprokke impedanser i serie med svingspolens DC modstand og selvinduktion. Impedansen vil derfor have DC modstanden R_E som mindste værdi. Der vil være en top på $R_E + R_{ES}$ ved den frekvens f_S hvor massen og eftergiveligheden går i resonans. Endelig stiger impedansen for frekvenser over f_1 på grund af svingspolens selvinduktion.



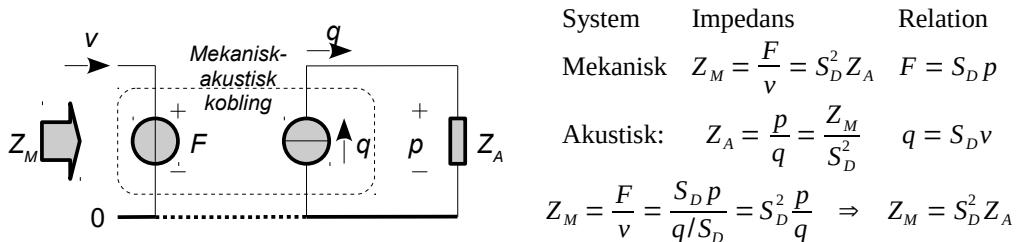
$$\begin{aligned}
 Z_E &= \frac{U_G}{I_G} = R_E + sL_E + \frac{(Bl)^2}{sM_{MS} + R_{MS} + \frac{1}{sC_{MS}}} \Rightarrow \\
 Z_E &= R_E + sL_E + \frac{1}{\frac{1}{(Bl)^2/sM_{MS}} + \frac{1}{(Bl)^2/R_{MS}} + \frac{1}{(Bl)^2 sC_{MS}}} \\
 \text{Parallelforbindelse: } Z_1 \parallel Z_2 \parallel Z_3 &= \frac{1}{\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3}} \\
 Z_E &= R_E + sL_E + \frac{\frac{1}{(Bl)^2}}{\frac{R_{MS}}{M_{MS}} + \frac{1}{s^2 + s \frac{R_{MS}}{M_{MS}} + \frac{1}{M_{MS} C_{MS}}}} \quad \omega_s = \frac{1}{\sqrt{M_{MS} C_{MS}}} \\
 Z_E &= R_E + sL_E + \frac{(Bl)^2}{\omega_s M_{MS}} \frac{\frac{1}{\omega_s s}}{s^2 + \frac{1}{Q_M} \omega_s s + \omega_s^2} \quad f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{M_{MS} C_{MS}}} \\
 Q_M &= \frac{1}{R_{MS}} \sqrt{\frac{M_{MS}}{C_{MS}}} \quad f_1 = \frac{L_E}{2\pi R_E}
 \end{aligned}$$

Figur 2.14 – Højttalerens elektro-mekaniske model med svingspolens DC modstand R_E og selvinduktion L_E , det mekaniske systems masse M_{MS} af det bevægelige system, R_{MS} for tabene og C_{MS} for eftergiveligheden af styrerne som giver det mekaniske systems resonans f_0 og godheden Q_{MS} .

Denne model tager ikke hensyn til effektforstærkerens dæmpning af spændingen fra Blv så godheden af resonansen er alene bestemt af højttalerens egenskaber (se også side 50).

2.2.6 Mekanisk og akustisk impedans

I det akustiske system er de to variable volumehastigheden q der er hastigheden af det volumen af luft som membranen flytter og lydtrykket p der er den kraft luften påvirker membranen med som følge af bevægelsen. Som ved det mekaniske system er den akustisk impedans Z_A givet ved forholdet mellem lydtryk og volumehastighed og proportionaliteten mellem systemerne er kvadratet på arealet S_D af højttalerens membran. Lydtrykket over membranen er $p = Z_A q$. En mekanisk impedans overføres til en akustisk impedans mens hastigheden overføres til volumehastighed.

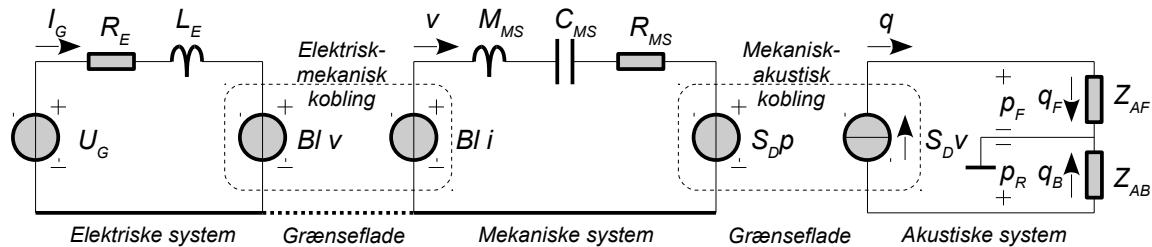


Figur 2.15 – Omsætningen mellem de mekaniske og akustiske systemer.

Enheden for akustisk impedans er $[Z_A] = [p/q] = \text{Nm}^{-2}/\text{m}^3\text{s}^{-1} = \text{Ns/m}^5$. Arealets enhed $[S_D] = \text{m}^2$ omsætter det til en mekanisk impedans gennem $[Z_M] = [S_D^2 Z_A] = (\text{m}^2)^2 \text{Ns/m}^5 = \text{Ns/m}$.

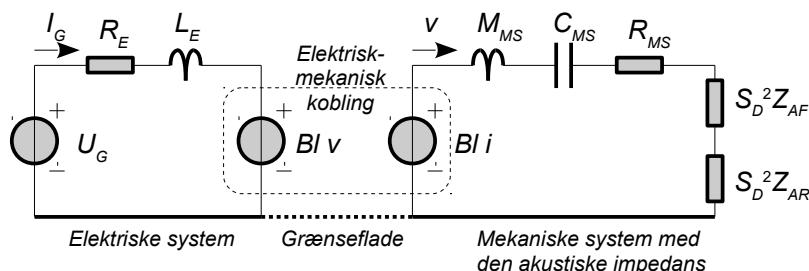
2.2.7 Den komplette model

Herunder vises det akustiske system med strålingsimpedanserne Z_{AF} for forsiden og Z_{AB} for bagsiden. Fortegnene illustrerer at når forsiden giver et overtryk vil bagsiden give et undertryk.



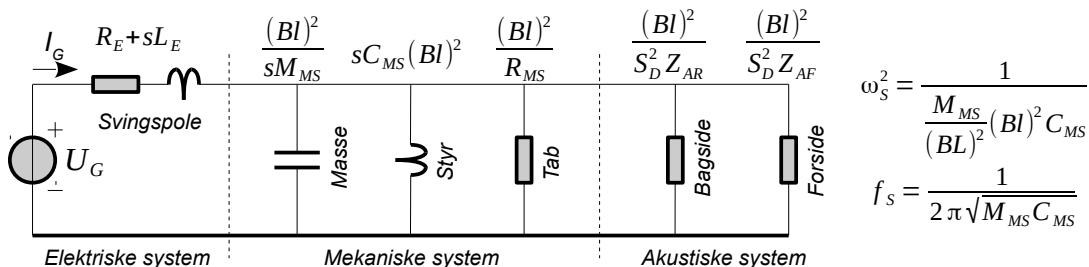
Figur 2.16 – Modellen af den elektro-dynamiske højttaler består af svingspolens modstand R_E og selvinduktion L_E samt kraftfaktoren BI hvor strømmen i driver den kraft der accelererer massen af det bevægelige system M_{MS} til hastigheden v . Styrenes eftergivelighed er C_{MS} og tabene er R_{MS} . I det akustiske system driver membranens areal S_D volumehastigheden $q = S_D v$ i strålingsimpedanserne Z_{AF} og Z_{AB} for kobling til luften fra henholdsvis membranens forside og bagside.

For at vise indvirkningen på det elektriske systems impedans overføres de akustiske og mekaniske impedanser til den elektriske side. I første trin overføres det akustiske systems to seriekoblede impedanser til det mekaniske system ved en multiplikation med kvadratet på membranens areal.



Figur 2.17 – Højttalerens elektro-mekaniske model med den akustiske sides impedanser overført til den mekaniske side som mekaniske impedanser.

I andet trin overføres de mekanisk-akustiske impedanser til det elektriske system og det resulterer i en omsætning fra serie til parallel ved relationen $Z_E = (Bl)^2/Z_M$. De fem serieforbundne impedanser i det kombinerede mekaniske og akustiske system omformes således til parallelle komponenter i det elektriske system. Ved resonans udbalanceres de reaktive komponenter så impedansen stiger til værdien givet ved svingspolens DC modstand og parallelværdien af tabskomponenterne og det giver toppen i impedansen ved højttalerens resonans f_s som vist på side 37.



Figur 2.18 – Højttalerens elektriske model hvor den akustiske strålingsimpedans er omsat til det mekaniske system ved membranens areal S_D og de mekanisk-akustiske komponenter er derefter omsat til elektriske komponenter ved kraftfaktoren Bl .

For frekvenser under resonansen er impedansen af membranens masse høj mens impedansen af styrenes eftergivelighed er lav så det mekaniske system danner en kortslutning og den elektriske impedans bliver primært givet af den elektriske modstand i svingspolen. For en højttaler i et lukket kabinet er den komplekse impedans fra det akustiske system dog betydnende idet kabinetets luftvolumen mindsker den resulterende værdi af systemets eftergivelighed og det giver en stigning i resonansen overfor højttalerens naturlige resonans. Dette emne uddybes side 49.

For frekvenser i nærheden af resonans stiger impedansen til en værdi givet af tabene.

For frekvenser over resonansen er impedansen af massen lav så den elektriske impedans er domineret af den elektriske modstand i svingspolen.

Impedansen fra højttalerens for- og bagside kan i væsentligt omfang påvirke både massen, tabene og eftergiveligheden af den elektriske model. Det vises i de efterfølgende afsnit for en højttaler i en uendelig baffle på side 42, for en højttaler i et lukket kabinet på side 49 og for en højttaler i et basreflex-kabinet på side 53. For at vise relationerne skal strålingsimpedansen introduceres.

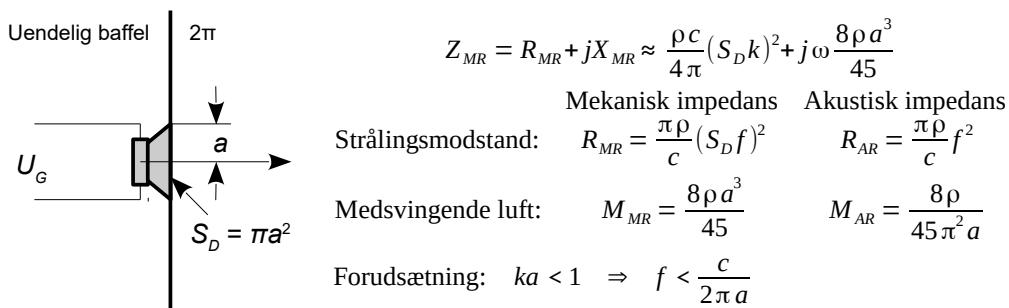
2.2.8 Forsidens strålingsimpedans

Højttalere for bas- og mellemtone har membranen (*diaphragm*) formet som en kegle for at opnå stor styrke samtidigt med at konstruktionen bliver let. Det foretrakne materiale for membranen er pap, men en del højttalere fremstilles af plast og kevlar samt lette metaller som magnesium og titanium. Pap har den fordel at det let kan formes under produktionen og materialet har en god dæmpning der reducerer stående bølger i membranen. Det er ikke muligt at dæmpe de stående bølger ved membraner af metal hvor de giver et system af svingninger der kan være radiære, koncentriske eller en kombination heraf. Det påvirker såvel lydtrykket i lyttepositionen som effektudstrålingen i andre retninger end langs aksen så det kan være svært at tøjle problemet med elektriske filtre.

For at gøre den teoretiske analyse overkommelig antages det at membranens opbrydning ikke er et problem. Det begrænser analysen til frekvenser hvor membranens omkreds er lille i forhold til bølgelængden. Det angives normalt i litteraturen som $ka < 1$. Analysen kan derfor kun bruges til 550 Hz for en højttaler med radius $a = 100$ mm der svarer til 8 tommer. Et ideelt plant stempel opfører sig pænt for $ka < 2$ mens opbrydningen kan udgøre et problem for $ka > 3$ så modellen kan med nogen varsomhed benyttes til 1 kHz for en bashedhøjttaler af moderate dimensioner.

Det vil i det følgende blive antaget at højttaleren kan beskrives ved et plant og cirkulært stempel, og kun udstrålingen fra forsiden vil blive behandlet idet udstrålingen fra bagsiden benytter helt samme teori. Ved måling på en højttaler adskilles udstrålingen fra for- og bagside ved en såkaldt uendelig baffle der kan realiseres ved montage i døren til det lyddæmpede rum. Det betyder at lyden udstråles til et halvt rum der betegnes med rumvinklen 2π i modsætning til et frit rums 4π .

Membranbevægelsen afsætter effekt i luftmediet i form af trykbølger, men der er også en tynd film af luft som blot svinger med uden at der afsættes en effekt til luftmediet. Det beskrives ved den komplekse strålingsimpedans der udledes i appendiks på side 109 for en pulserende kugle. Det kan repræsentere en højttaler ved lave frekvenser. For et plant og cirkulært stempel i en uendelig baffle angives strålingsimpedansen i figuren herunder [LLB-118].



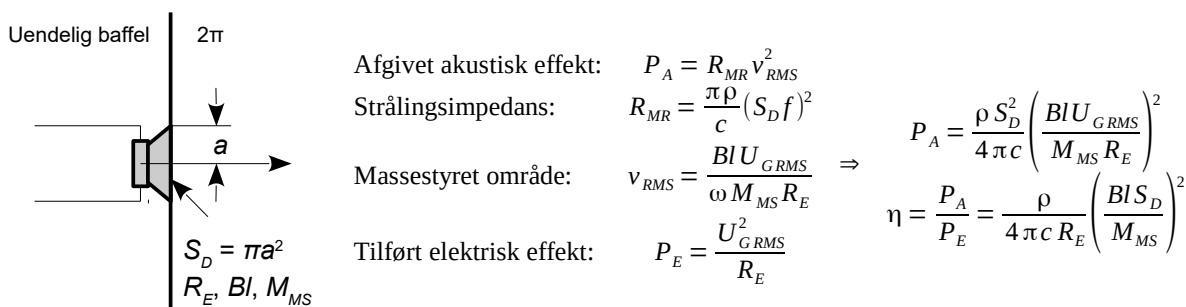
Figur 2.19 – Højttalerens strålingsimpedans er funktion af membranens radius a og frekvensen.

Med $a = 40$ mm er strålingsmodstanden $R_{MR} \approx 0,064$ Ns/m ved 500 Hz i den mekaniske analogi og massen af den medsvingende luft udgør $M_{MR} \approx 0,01$ g. Til sammenligning er den mekaniske impedans af et svingende system med massen $M_{MS} = 7$ g den dominerende værdi med $R_{MS} = 2\pi f M_{MS} = 22$ Ns/m.

Det er den reelle del af strålingsmodstanden der overfører effekt til luftmediet og den er funktion af frekvensen. Værdien er normalt så lav at man ser bort fra den ved det analytiske arbejde og helt enkelt erstatter forsiden strålingsimpedans med en kortslutning ($Z_{AF} \approx 0$). Undtagelserne ses ved højttalere monteret i lange rør, ved hornhøjttalere og ved flere højttalere i parallel. Den imaginære del af strålingsimpedansen svarer til den mekaniske impedans af en masse ($j\omega M$), men værdien er sjældent interessant i sig selv da den er inkluderet i databladets specifikation af højttalerenhedens Thiele-Small parametre.

2.2.9 Afgiven effekt

Ved en uendelig baffle går bagsidens udstråling tabt og kun lydbølgerne fra fronten afsætter en effekt P_A i lytterummet. Effekten er i analogi med elektriske systemer givet ved den reelle del af strålingsmodstanden R_{MR} gange med kvadratet på hastighedens effektive værdi v_{RMS} . Højttalerens virkningsgrad η beregnes ved division med den tilførte elektriske effekt [ANT2-471].

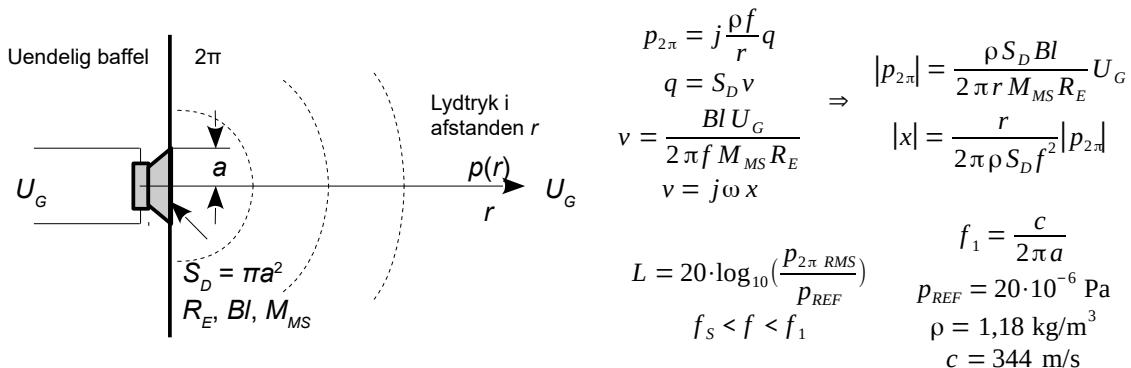


Figur 2.20 – Den afgivne akustiske effekt P_A er givet ved spændingen U_G fra effektförstærkeren, DC modstanden R_E , kraftfaktoren BL , massen af det bevægelige system M_{MS} og membranens areal S_D .

For PC højttaleren er $S_D = 0,0054$ m², $BL = 5,1$ Tm, $M_{MS} = 0,007$ kg og $R_E = 6$ Ω så den afgivne effekt ved en elektrisk effekt på 1 W i 8 Ω ($U_{G,RMS} = 2,83$ V) bliver $P_A = 1$ mW og virkningsgraden bliver $\eta = 0,1$ %.

2.3 Lydtryk

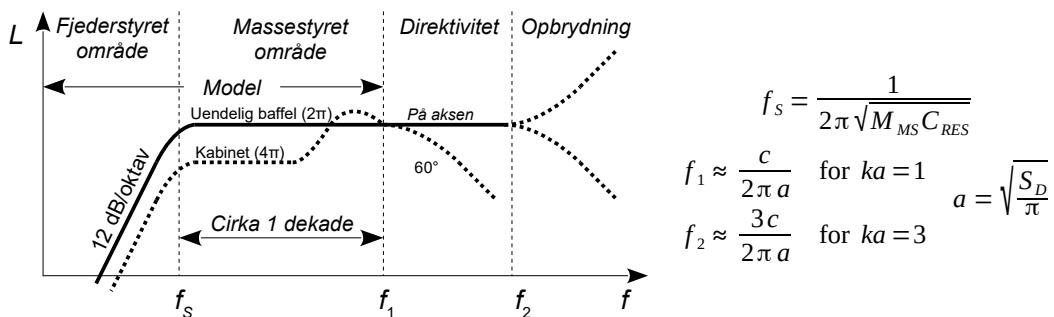
En højttalers måleblad benytter et halvt rum med højttaleren monteret i flugt med en reflekterende plade. I praksis benyttes en såkaldt IEC baffle²⁸ hvor højttaleren placeres med målemikrofonen i en afstand på 1 m fra højttalerens akse og effektorforstærkeren indstilles til amplituden 4 V for en effekt på 1 W ved 8 Ω. For beregning af lydtrykket fra en højttaler modelleres den som en punktformet lydkilde i afstanden nul fra en reflektor (se side 108). Højttalerens volumehastighed q beregnes fra membranens hastighed v ved at gange med arealet S_D og det producerer lydtrykket $p_{2\pi}$ i afstanden r som vist. Hastigheden givet af den mekaniske model for det massestyrede område fra side 36.



Figur 2.21 – Lydtrykket kan beregnes i en given afstand r med R_E for højttalerens DC modstand, M_{MS} for massen af det svingende system, Bl for kraftfaktoren, S_D for membranarealet og U_G for effektorforstærkerens spændingsamplitude.

For PC Højttaleren er $S_D = 0,0054 \text{ m}^2$, $Bl = 5,1 \text{ Tm}$, $M_{MS} = 0,007 \text{ kg}$ og $R_E = 6 \Omega$. For 1 W elektrisk effekt i nominel 8 Ω behøves $U_{G RMS} = 2,83 \text{ V}$ så der beregnes $A_{2\pi} = 0,35 \text{ Pa m}$ og lydtrykket bliver $p = 0,35 \text{ Pa}$ i afstanden $r = 1 \text{ m}$ der svarer til $L = 85 \text{ dB SPL}$. Producenten oplyser følsomheden til 84 dB ved 1 W.

Formlerne gælder i det massestyrede område fra højttalerens resonans f_s op til frekvensen f_1 hvor omkredsen er lig med bølgelængden. Det er 550 Hz for en 200 mm højttaler. Herover er lydtrykket ofte konstant på højttalerens akse, men aftager i andre retninger fordi højttaleren bliver stor i forhold til bølgelængden og koncentrerer lyden i akseretningen. Mod lave frekvenser aftager lydtrykket som et højpasfilter af anden orden idet membranens bevægelse er funktion af styrenes eftergivelighed. Ved måling med en IEC baffle stiger hældningen til 18 dB/oktav på grund af en akustisk kortslutning ved baflen og det er omhandles side 44.



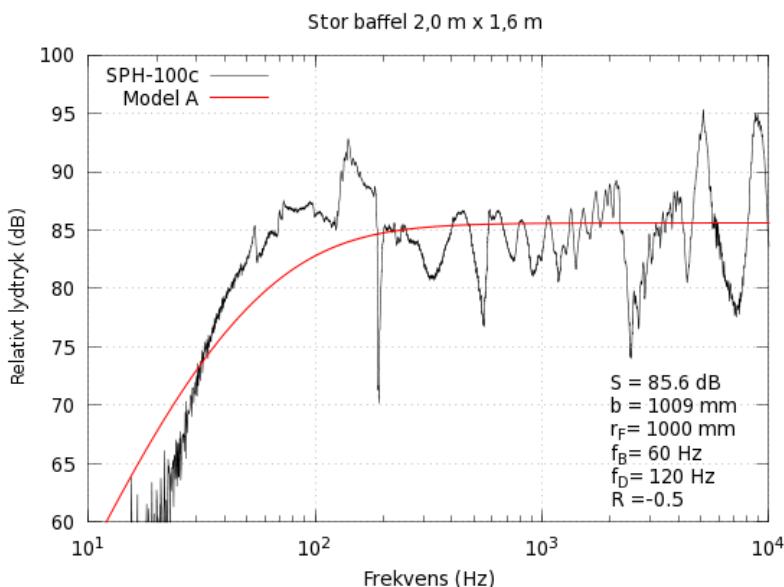
Figur 2.22 – Ved frekvenser under resonans f_s aftager lydtrykket 12 dB/oktav. Over frekvensen f_1 er højttalerens omkreds længere end bølgelængden og højttaleren bliver retningsbestemt. Membranen kan bryde op for frekvenser over f_3 og højttaleren er ikke længere et plant og stift stempel.

Ved montage i et lukket kabinet vil lydtrykket være 6 dB lavere end den beregnede værdi da højttaleren ved lave frekvenser stråler i et helt rum (4π steradian) som introduceret side 26.

28 IEC baflen mäter 1350 mm gange 1650 mm med højttaleren placeret 150 mm og 225 mm forskudt fra midtpunktet.

2.4 Uendelig baffel

Herunder vises et eksempel på måling af en højttalers frekvensrespons i en stor baffel. Resultatet skal ideelt være som den røde kurve for en uendelig stor baffel der er et højpasfilter ved 50 Hz fra højttalerens resonans med en afskæring på 12 dB/oktav mod de lavere frekvenser. Dertil føjes en afskæring på 6 dB/oktav under en grænse givet af radius b for en cirkulær skive med samme areal som bafllen samt afstanden r_F til målepunktet. Det uddybes på side 44.



Figur 2.23 – Lydtrykket fra højttaleren SPH-100c monteret i en stor baffel (sort) og den teoretiske respons for en højttaler i en uendelig baffel med en resonans ved 50 Hz (rød).

Den totale godhed²⁹ for PC Højttaleren er $Q_T = 0,43$ med data fra side 33 så lydtrykket ved resonansen er -7 dB i forhold til niveauet ved højere frekvenser. Højttalerens beregnede følsomhed S (sensitivity) er givet af formlen for lydtrykket p_{2n} side 41 for et indgangssignal svarende til 1 W i $8\ \Omega$ og afstanden 1 m. Normalt antages at belastningen er reel og $8\ \Omega$ så effekten nås ved 2,83 V som RMS værdi af spændingen. Der er oplyst en følsomhed på 84 dB. Målingen benyttede amplituden 3,16 V (10 V –10 dB) så RMS værdien var på 2,23 V og det er 2,2 dB under den nominelle værdi.

Højttalerens radius er $a = 41,5$ mm så man kan forvente en overensstemmelse med teorien op til en frekvens på $f_1 = 1,2$ kHz. Der ses nogen ujævnhed i hele området og det skyldes blandt andet at der ikke er brugt en uendelig baffel hvilket uddybes i det efterfølgende afsnit.

Bafllen var rektangulær og er omregnet til en ækvivalent cirkulær plade hvis radius b er valgt så arealet bliver det samme som for den rektangulære baffel. I en afstand på $r_F = 1$ m skal det give en grænsefrekvens fra bafllen på 60 Hz. Den asymptotiske afskæring ved lavere frekvenser bliver på 12 dB/oktav fra højttaleren og 6 dB/oktav fra bafllen så den resulterende afskæring er 18 dB/oktav. Det passer ret godt med målingen der falder med 19 dB fra 40 Hz til 20 Hz.

Niveaustigningen over 1,5 kHz skyldes højttalerenheden. Det store dyk ved 1,8 kHz forventes at stamme fra bafllen der givetvis bidrager med reflektioner fra kanten (diffraktion) og dertil andre måletekniske detaljer. Ved frekvenser over den beregnede øvre grænse for modellen på 1,2 kHz afviger målingen stærkt fra det teoretiske og det skyldes de egenskaber højttalerenheden er født med selv om måleopstillingen selvfølgelig ikke kan frikendes for at blande sig.

De viste parametre f_B , f_D og R forklares i de kommende afsnit.

²⁹ Beregnes af $Q_T = Q_{ES}Q_{MS}/(Q_{ES} + Q_{MS})$.

2.5 Baffel

En uendelig baffel kan tilnærmes ved at benytte væggen mellem to rum. Det kan fungere godt selv om en smækende dør kan blæse membranen ud. Det største problem er dog nok at opstillingen bliver temmelig permanent så ens lytterum skal indrettes efter højttaleren og ikke omvendt. Der er behov for et mindre dominerende system ikke mindst hvis der planlægges et 5.1 system med fem kanaler plus bas. Man kan selvfølgelig benytte en "stor" baffel som erstatning for den uendeligt store, men det vil så afføde det naturlige spørgsmål om hvornår en baffel er stor nok.

Som ved alt andet indenfor akustik har svaret relation til bølgelængden af den frekvens der skal gengives med et vist niveau. Som vist side 7 skal en 32 Hz tone gengives ved 60 dB SPL for at grundtonen overhovedet kan opfattes. Et lydniveau på 60 dB SPL svarer til lydtrykket ved øret for en almindelig konversation mellem to mennesker så hvis højttaleren skal levere baggrundsmusik i et indkøbscenter er det at skyde gråspurve med kanoner at designe efter en grænsefrekvens ret meget under 100 Hz.



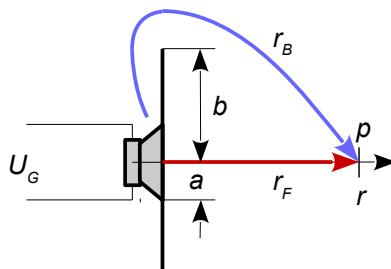
Figur 2.24 – Billeder af højttalere i åbne kabinetter der alle kræver elektronisk korrektion for at give lave frekvenser (PureAudio, LinkwitzLab og GainPhile).

Ved musikgengivelse afhænger valget af den lave grænsefrekvens af sigtet med højttaleren. En tommelfingerregel siger at underholdningsmusik behøver gengivelse ned til 80 Hz, kammermusik til 65 Hz mens pop-, rock-, jazz- og symfonisk musik kan behøve ned til 40 Hz. Dimensionerne af baflen bliver ret så voldsomme hvis der planlægges et design uden brug af elektrisk korrektion for bølgelængden er 5 m ved 65 Hz og baflets størrelse skal være sammenlignelig hermed.

Som det næste afsnit vil vise er grænsefrekvensen for en baffel tilnærmelsesvis givet ved $f_B \approx c/4b$ hvor b er afstanden fra højttalerens centrum til den nærmeste kant. En kvadratisk baffel med 1 m sidelængde vil kunne genge ned til 170 Hz hvorunder niveauet aftager med 6 dB/oktav indtil højttalerens resonans nås. Illustrationens åbne kabinetter behøver derfor elektronisk korrektion med bashævning på -6 dB/oktav for at kunne give dyb bas. Se også www.linkwitzlab.com.

2.5.1 Akustisk kortslutning

For at kunne gengive dybe toner skal lydtrykket fra de to sider af membranen holdes adskilt for et overtryk på den ene side af membranen vil såge at udligne det tilsvarende undertryk på den anden side og det kaldes for akustisk kortslutning. Ved montage i et hul i en plade (en baffel) forsinkes og dæmpes trykbølgen fra bagsiden så der kun opstår en delvis udslukning af lyden. Lydtrykket kan beregnes som vist på side 108 for hver af de to sider af membranen med volumehastigheden givet side 112. Det resulterende lydtryk i afstanden r_F beregnes som differensen mellem de to lydtryk.



For side:

$$p_{F2\pi} = j \frac{\rho f q}{r_F} \exp(-jkr_F)$$

Bag side:

$$p_{B2\pi} = j \frac{\rho f q}{r_B} D(ka) \exp(-jkr_B)$$

Vejlængde:

$$r_B = b + \sqrt{b^2 + r_F^2}$$

Højttaler:

$$q = S_D v = -j \frac{Bl S_D}{2\pi f M_{MS}} \frac{U_G}{R_E}$$

Lydtryk:

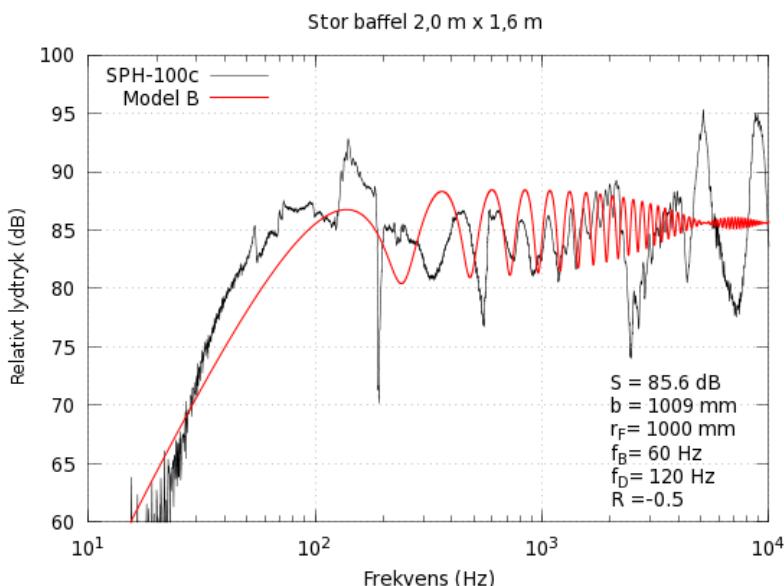
$$p = \frac{\rho}{r_F} \frac{Bl S_D}{2\pi M_{MS}} \frac{U_G}{R_E} \left[1 - \frac{r_F}{r_B} D(ka) \exp(-jk(r_B - r_F)) \right]$$

Baffelgrænse:

$$f_B = \frac{c}{4(r_B - r_F)} \quad r_F \rightarrow \infty \quad f_B \approx \frac{c}{4b}$$

Figur 2.25 – Bagsidens trykbølge har modsat fortænget af forsidens trykbølge og dæmpes ved den ekstra vejlængde. $D(ka)$ angiver højttalerens retningsvirkning.

Udtrykket i den firkantede parentes repræsenterer en korrektion af højttalerens egen respons i en uendelig baffel for at svare til montage i midten af en cirkulær baffel med radius b . Det kan med nogen tilnærmelse benyttes ved en rektangulær baffel når arealet af de to plader er ens. Under grænsefrekvensen f_B aftager lydtrykket med 6 dB/oktav og under højttalerens resonans f_S øges hældningen til 18 dB/oktav. Ved høje frekvenser optræder der interferens på grund af den skiftende fase for bagsidens signal. Ujævnhederne vil aftage i takt med at højttaleren bliver direktiv og ikke sender signal mod kanten. Det modelleres i ved $D(ka)$ og uddybes side 47.

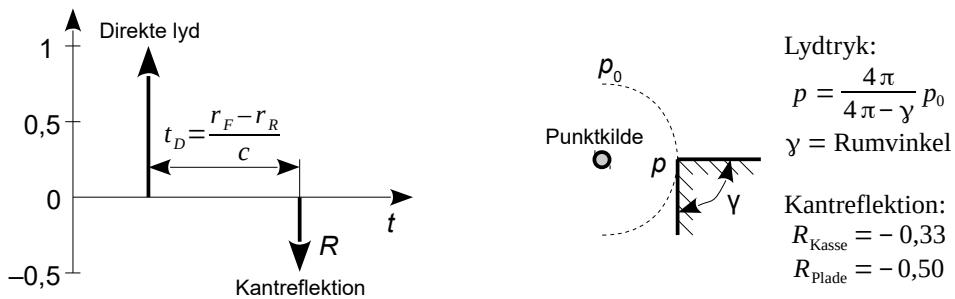


Figur 2.26 – Beregnet respons i en cirkulær baffel med samme areal som baflen (rød) og måling på højttaleren SPH-100c i en stor rektangulær plade (sort).

2.5.2 Diffraktion

Lyden kan ikke uden videre bøjes omkring et skarpt hjørne. Der optræder en kantrefleksion som vil skabe interferens på samme måde som trykbølgen fra bagsiden af højttaleren. Det blev omtalt af Olson i en meget anbefalelsesværdig artikel og er senere uddybet af flere forskere.^{30,31}

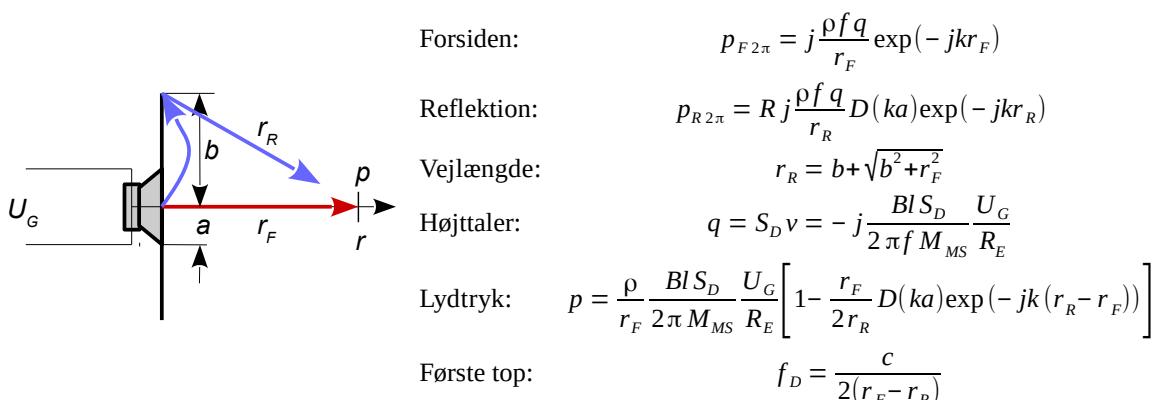
Vanderkooy målte i 1991 impulsresponsen fra en cirkulær baffel med en lille højttaler i centrum og fandt at efter den direkte lyds impuls kom et svagere og inverteret ekko med en tidsforskel givet ved afstanden fra højttaleren til kanten. Vanderkooy beregnede styrken af refleksionen som en funktion af observationsvinklen og fandt frem til $-0,71$ på akseretningen. Wright (1996) fandt frem til $-0,58$ fra en finite element analyse og Urban (2004) beregnede $-0,50$ fra bølgeligningen. Min erfaring er at $-0,50$ passer godt med måledata på højttalerens akse ved en tynd baffel.³²



Figur 2.27 – Impulsresponsen for en cirkulær baffel med en punktlydkilde i centrum (venstre) og trykopbygningen ved en kant (højre).

Lord Rayleigh viste allerede i 1878 at lydtrykket fra en fjern lydgiver (punktkilde) kan beregnes som vist til højre i illustrationen. Her er p_0 lydtrykket fra en punktkilde i observationspunktet uden kanten. Rumvinklen er $\gamma = 2\pi$ for en uendelig baffel der giver en fordobling af lydtrykket svarende til beregningen side 108. For en retvinklet kasse er $\gamma = \pi$ (vist i figuren) så lydtrykket ved kanten er $1,33p_0$. Det er $-0,67$ under den uendelige baffels fordoblede lydtryk og giver $R = -0,33$. En tynd baffel har $\gamma = 0$ så lydtrykket bliver p_0 og da det er -1 fra den uendelige baffel svarer det til $R = -0,50$.

Konsekvensen af diffraktionen kan beregnes på samme måde som for den akustiske kortslutning ved at addere det direkte bidrag med kantrefleksionen hvor det negative fortegn effektivt svarer til en subtraktion af det dæmpede og forsinkede ekko fra det direkte signal fra fronten.



Figur 2.28 – Diffraktion for en cirkulær baffel med radius b og en punktformet lydkilde i centrum.
 $A_{2\pi}$ er højttalerens lydtryk i 1 m afstand. $D(ka)$ er højttalerens retningsvirkning der omhandles i det følgende afsnit.

30 Harry F. Olson "Rirect Radiator Loudspeaker Enclosures", Audio Engineering, November 1951.

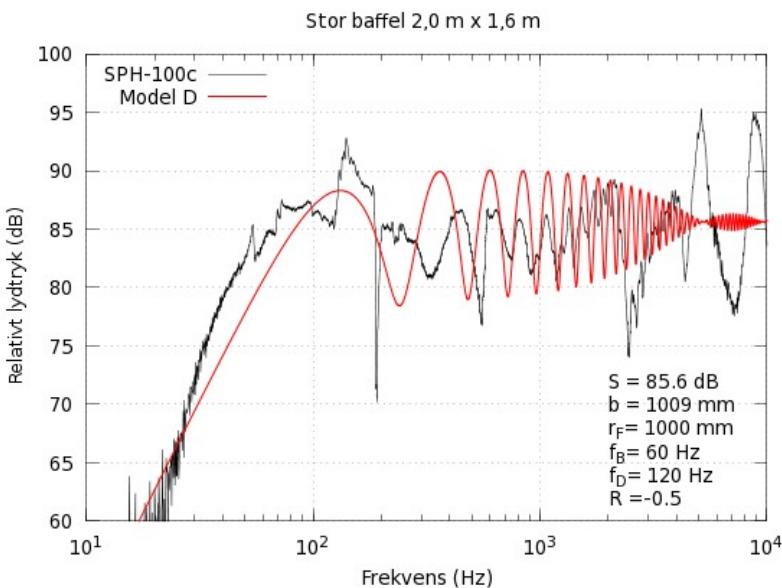
31 Bews and Hawksford (1986), Vanderkooy (1991), Urban (2004).

32 Tore Skogberg "Loudspeaker Cabinet Diffraction", Master Thesis, Ørsted DTU, 2006. Kan hentes fra www.torean.dk.

Eksemplerne herunder viser det samlede resultat med korrektionen for højttalerens afskæring ved resonansen $f_S = 50$ Hz og godheden $Q_{TS} = 0,43$ samt akustisk kortslutning og kantdiffrafktion.

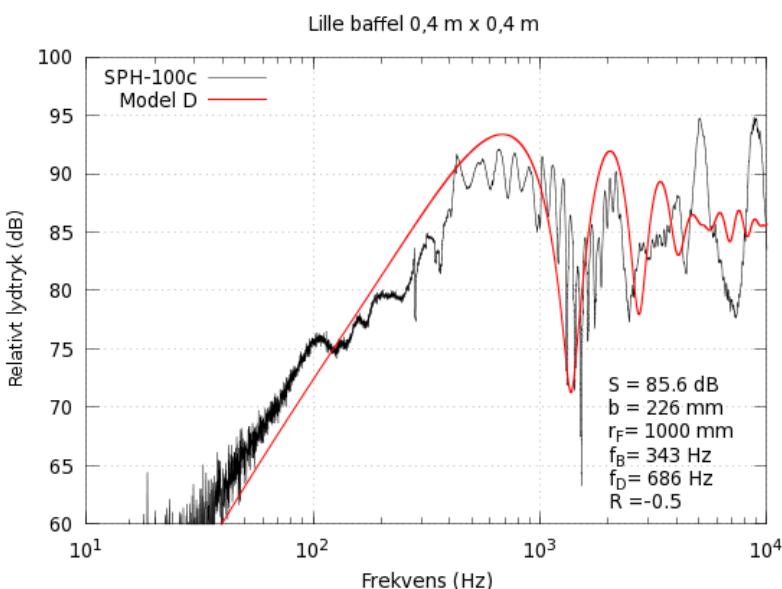
$$p = \frac{\rho}{r_F} \frac{BlS_D}{2\pi M_{MS}} \frac{U_G}{R_E} \left| \frac{s^2}{s^2 + \frac{\omega_S}{Q_{TS}} s + \omega_S^2} \right| \left[1 - \frac{r_F}{r_B} D(ka) \exp(-jk(r_B - r_F)) \right] \left[1 - \frac{r_F}{2r_R} D(ka) \exp(-jk(r_R - r_F)) \right]$$

Den store baffel kan modelleres op til 600 Hz hvorover den rektangulære baffel afviger betydende fra modellen. Produktet $kb \approx 10$ giver en tommelfingerregel for modellens øvre grænsefrekvens.



Figur 2.29 – Det samlede resultat af at kombinere højttalerens højpas ved 50 Hz med modellerne for en cirkulær baffel og kantdiffrafktion (rød) sammenlignet med den målte respons (sort).

Den lille baffel med sidelængden 400 mm kan modelleres til 2,4 kHz hvor $kb \approx 10$. Højttaleren er ikke et stempel for $ka > 2$ (omkring 2,4 kHz) og modellen afviger ved højere frekvenser.



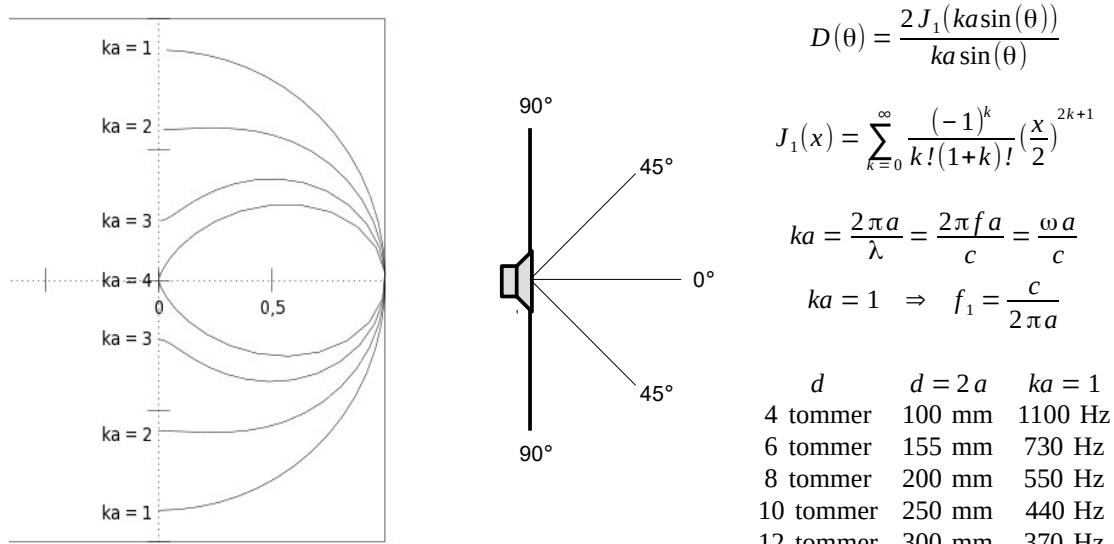
Figur 2.30 – Modellen for en cirkulær baffel (rød) og højttaleren SPH-100c i en lille baffel (sort).

2.5.3 Retningsvirkning

Højttalerens lydtryk er ved lave frekvenser ens i alle retninger. Højttaleren er "rundstrålende" og beskrives i litteraturen som en sfærisk lydgiver hvor lydtrykket alene afhænger af afstanden fra højttaleren som beskrevet ved afstandsreglen. Ved høje frekvenser bliver højttalerens dimensioner sammenlignelig med bølgelængden og det betyder at lyden koncentreres i akseretningen med et aftagende niveau i andre retninger.

Højttaleren beskrives matematisk som et plant, stift og cirkulært stempel og koblingen til rummet betegnes ved strålingsimpedansen (se side 109). Det er kun muligt at udlede det akustiske lydtryk for en uendelig plan flade og et langt rør.³³ Andre former for montage kræver brug af numeriske metoder for beregning af lydtrykket og giver derfor ikke et analytisk udtryk.

Herunder vises højttaleren anbragt i et hul i en uendelig stor plan (*infinite baffle*) hvor udstrålingen fra forsiden er afskåret fra bagsiden. Højttalerens akustiske størrelse beskrives ved ka som er forholdet mellem membranens omkreds $2\pi a$ og lydbølgelængden $\lambda = c/f$. Værdien $ka = 1$ svarer til den frekvens hvor omkredsen er lig med bølgelængden og $ka < 1$ betyder at højttaleren er akustisk lille så lyden udbredes i alle retninger med næsten samme lydtryk. Tilsvarende vil $ka > 1$ sige at højttaleren er akustisk stor og den styrer udbredelsesretningen. Ved flere højttalere i et system vil retningsvirkningen desuden afhænge af afstanden mellem enhederne.³⁴



Figur 2.31 – Højttalerens respons afhænger af vinklingen i forhold til højttalerens front. Lydudstrålingen er jævnt fordelt i alle retninger fra højttaleren op til $ka = 1$, og aftager udenfor akseretningen ved højere frekvenser.

Amplituden kan beregnes for vinkler op til 90° fra akseretningen ved funktionen $D(\theta)$ der herover er vist for ka fra 1 til 4. Højttaleren er en næsten perfekt sfærisk lydgiver for $ka < 1$ med cirka 1 dB reduktion ved 90° som er i flugt med baflen. Ved $ka = 2$ er niveauet faldet 5 dB ved 90° og mod højere frekvenser kan man antage at højttaleren stort set kun stråler lyden fremad.

Funktionen er brugt i de tidlige afsnit til at reducere udstrålingen mod kanten af baflen ved høje frekvenser og er ansvarlig for at "krøllerne" i frekvensresponsen aftager for $ka > 2$. Det er over cirka 2,6 kHz for PC Højttaleren SPH-100c med 83 mm som effektiv diameter.

33 Resultatet ved montage i enden af et uendeligt lang rør med samme radius som stemplet afviger ikke væsentligt fra resultatet med en uendelig flade, dog vil udstråling i en rumvinkel på 4π medføre et 6 dB lavere lydtryk ved lave frekvenser end ved den uendelige plan hvor rumvinklen er 2π .

34 Der er en klar analogi til radiobølger hvor en parabol er stor i forhold til bølgelængden af de elektromagnetiske bølger og den styrer udbredelsesretningen til en snæver vinkel. Tilsvarende vil en bils korte opfange radiobølgerne fra alle retninger.

2.5.4 Software

Herunder vises den benyttede software for de foregående illustrationer. Der kan vælges mellem tre modeller (A, B eller D) som vælges ved at skrive det tilsvarende bogstav for variabel M.

- Model A giver højttalerens overføringsfunktion som et anden-ordens højpas med grænsen $\omega_S = 2\pi f_S$ hvor $f_S = 50$ Hz og $Q_{TS} = 0,43$ refererer til højttaleren i en uendelig baffle.
- Model B giver baflens bidrag fra den akustiske kortslutning mellem for- og bagside hvor den ekstra vejlængde skrives som $r_B - r_F$ med r_B beregnet som radius plus vejlængden efter Pythagoras. Den resulterende funktion beregnes som model A ganget med model B.
- Model D giver baflens bidrag fra kantdiffraktionen og den resulterende funktion beregnes som model A ganget med model B ganget med model D.

Måledata kan benytte enten (1) en lille baffle på 0,4 m gange 0,4 m eller (2) en stor baffle på 1,6 m gange 2 m ved at skrive nummeret direkte i switch-kommandoen.

Load kommandoen henter måledata ind og definerer samtidigt de tilhørende variable.

Direktivitet beregnes med Besselfunktionen J1 der ler en separat m-fil. Koden er opbygget primitivt ved en sum af led der adderer de første godt 50 trin i rækkeudviklingen uden at teste om værdien er konvergeret.

```
%-----
% Baffel.m
%-----
clear all

c=344; % Lydens hastighed (m/s).
rf=1; % Afstand fra front til lytter (m).
pref=20e-6; % Referenceleydtrykket på 20 uPa.
fS=50; % Højttalerens grænsefrekvens (Hz).
M='D'; % A = Højttaler i uendelig baffle,
        % B = Højttaler korrigert for baffeldimensioner.
        % C = (Ikke defineret).
        % D = Højttaler korrigert for 6 dB, baffle og
diffraktion. R=-0.50; % Kantdiffraktionens reflektionskonstant.

% Hent måledata.
switch (1)
case 1 load('Loudspeaker/MeasurementTAS2-BAS-LILLEBAFFEL-1M-0GRD.mat');
    a=0.04; % Højttalerens radius (m).
    B=0.40; % Baflens bredde (m).
    H=0.40; % Baflens højde (m).
    heading='Lille baffle 0,4 m x 0,4 m';
case 2 load('Loudspeaker/MeasurementTAS1-BAS-STORBAFFEL-1M-0GRD.mat');
    a=0.04; % Højttalerens radius (m).
    B=1.60; % Baflens bredde (m).
    H=2.00; % Baflens højde (m).
    heading='Stor baffle 2,0 m x 1,6 m';
endswitch
b=sqrt(B*H/pi) % Radius for cirkel med samme areal som baflen
(m).
FFTsize=round(0.5*size(Setup.ImpulseResponse(:,1),1));
Faxis=((0:(FFTsize/2)-1)*Setup.Fs/FFTsize)';
Imp=Setup.ImpulseResponse(:,1);
FFTsize=FFTsize-1;
Handle=[];
Faxis=((0:(FFTsize/2)-1))*Setup.Fs/FFTsize';
Spectrum=fft(Imp,FFTsize);
Spectrum=fftshift(Spectrum);
Spectrum=20*log10(abs(Spectrum(1:end/2,:)));
% SPH100c i uendelig baffle (2 pi rumvinkel).
% -- Effektforstærker sat til Urms = 3,1 V.
% A2=rho*SD*Bl*UG/(2*pi*MMS*RE).
A2=1.18*0.0054*5.1*3.1/(2*pi*0.0076);
S=20*log10(A2/pref); % Højttalerens følsomhed (dB).

% Ideelt forløb ved højttaler i baffle.
rb=b+sqrt(b^2+rF^2); % Bagsidens vejlængde (m).
fB=c/(4*(rb-rF)); % Baflens grænsefrekvens (Hz).
%AL=(1./sqrt(1+(50./Faxis).^2)).^2;% Højttaler som 2. ordens
højpas.

% Model A: Højttaler som 2. ordens højpas.
wS=2*pi*fS;
s=j*2*pi*Faxis;
O=0.43;
AL=abs(s.^2/(s.^2+(1/O)*wS*s+wS^2));
AB=(1./sqrt(1+(fB./Faxis).^2)); % Baffle som 1. ordens højpas.
pA=20*log10((A2/rF).*AL.*AB/pref); % Resulterende lydtryk (dB).

% Model B: Korrektion for interferens fra baffle.
k=2*pi*Faxis/c;
KB=(1-(rF/rB).*abs(2*BesselJ1(k*a)).*exp(-j*k*(rB-rF)));

% Model D: Korrektion for diffraktion.
KD=(1+R*(rF/rB).*abs(2*BesselJ1(k*a)).*exp(-j*k*(rB-rF)));
fd=c/(2*(rB-rF)); % Baflens grænsefrekvens (Hz).

% Plot model.
if (M=='A') p=20*log10(abs((A2/rF)*AL/pref)); endif
if (M=='B') p=20*log10(abs((A2/rF)*AL.*KB/pref)); endif
if (M=='C') p=20*log10(abs((A2/rF)*AL.*KB./pref)); endif
if (M=='D') p=20*log10(abs((A2/rF)*AL.*KB.*KD/pref)); endif
Handle=semilogx(Faxis, 62+Spectrum, '-k', ...
                 Faxis, p, '-r', 'linewidth',1);
title(heading)
xlabel('Frekvens (Hz)')
ylabel('Relativt lydtryk (dB)')
Fmin=10; % Plottets nedre grænse (Hz).
Fmax=10e3; % Plottets øvre grænse (Hz).
Lmin=60; % Plottets nedre grænse (dB).
Lmax=100; % Plottets øvre grænse (dB).
axis([Fmin Fmax Lmin Lmax])
%legend('SPH-100c', [Model ' M], 'Amplitude', 'Location', 'NorthWest')
legend('SPH-100c', [Model ' M], 'Location', 'NorthWest')
text(2000, Lmin+12, ['S = ' num2str(round(10*S)/10) ' dB']);
text(2000, Lmin+10, ['b = ' num2str(round(1000*b)) ' mm']);
text(2000, Lmin+ 8, ['r_F = ' num2str(round(1000*rF)) ' mm']);
text(2000, Lmin+ 6, ['f_B= ' num2str(round(fB)) ' Hz']);
text(2000, Lmin+ 4, ['f_D= ' num2str(round(fd)) ' Hz']);
text(2000, Lmin+ 2, ['R= ' num2str(R)]);
grid on

% -----
% Bessel funktion J1
% -----
% Efter http://en.wikipedia.org/wiki/Bessel_function

function y=BesselJ1(x)
y=0;
for m=0:50
    y=y+((-1)^m)./(fac(m)*fac(m+1)).*((x/2).^(2*m+1));
end
end
```

2.6 Lukket kabinet

En baffel skal være meget stor for at højttaleren kan gengive de dybe toner uden den generende interferens fra bagsiden så det er oplagt at eliminere udstrålingen fra bagsiden ved at montere højttaleren i et lukket kabinet for effektivt at holde de to sider adskilt. Det er en populær metode, men det indespærrede luftvolumen fungerer som en fjeder der mindsker den eftergivelighed som højttaleren oplever så frekvensen af resonansen hæves. Til gengæld kan kabinettets dimensioner reduceres væsentligt i forhold til en baffel med tilsvarende grænsefrekvens.

En vigtig specifikation for en højttaler er dens ækvivalente volumen V_{AS} . Hvis en højttaler med resonansen 50 Hz monteres i et kabinet med samme volumen som V_{AS} specifikationen vil resonansen hæves 1,4 gange til 70 Hz. Det bliver den nye resonans og grænsefrekvensen er hævet tilsvarende.

Bagsidens strålingsimpedans repræsenteres her ved en eftergivelighed C_{AB} af den indespærrede luft med voluminet V_B (*box volume*). Beregningen forudsætter at dimensionerne er små overfor bølgelængden ved resonans hvilket normalt kan antages at være opfyldt.

$$dV = S_D dx \Rightarrow \frac{dV}{dt} = S_D \frac{dx}{dt} = S_D v = q$$

$$dp = \gamma P_0 \frac{dV}{V} \Rightarrow \frac{dp}{dt} = \frac{\gamma P_0}{V} \frac{dV}{dt} = \frac{\gamma P_0}{V} q$$

$$p = \frac{\gamma P_0}{V} \int q dt \Rightarrow p = \frac{\gamma P_0}{j \omega V} q_0 \exp(j \omega t)$$

$$q = q_0 \exp(j \omega t)$$

$$C_{AB} = \frac{V_B}{\gamma P_0} = \frac{V_B}{\rho c^2}$$

$$Z_A = \frac{p}{q} = \frac{\gamma P_0}{j \omega V} = \frac{1}{j \omega C_{AB}} \Rightarrow C_{AB} = \frac{V_B}{\gamma P_0}$$

Figur 2.32 – Højttaleren monteres ofte regel i et kabinet hvor luftvoluminet virker her som en fjeder med en akustisk eftergivelighed givet af voluminet.

Membranen har arealet S_D og en bevægelse over strækningen dx øger voluminet med $S_D dx$. Bevægelsen relateres til tid gennem division med dt og da dx/dt er en hastighed v kan dV/dt skrives som volumehastigheden q . Trykkets variation dp som følge af en ændring i volumen er en adiabatisk proces ($\gamma = 1,4$) og hastigheden i trykændringen dp/dt kan derved udtrykkes ved volumehastigheden. Trykkets variation med volumehastigheden bestemmes ved integration. Volumehastigheden kan udtrykkes som en harmonisk svingning ved $\exp(j\omega t)$ og den akustiske impedans Z_A bliver en kapacitet. Sidste formel i illustrationen udnytter definitionen af lyden hastighed fra appendiks side 97.

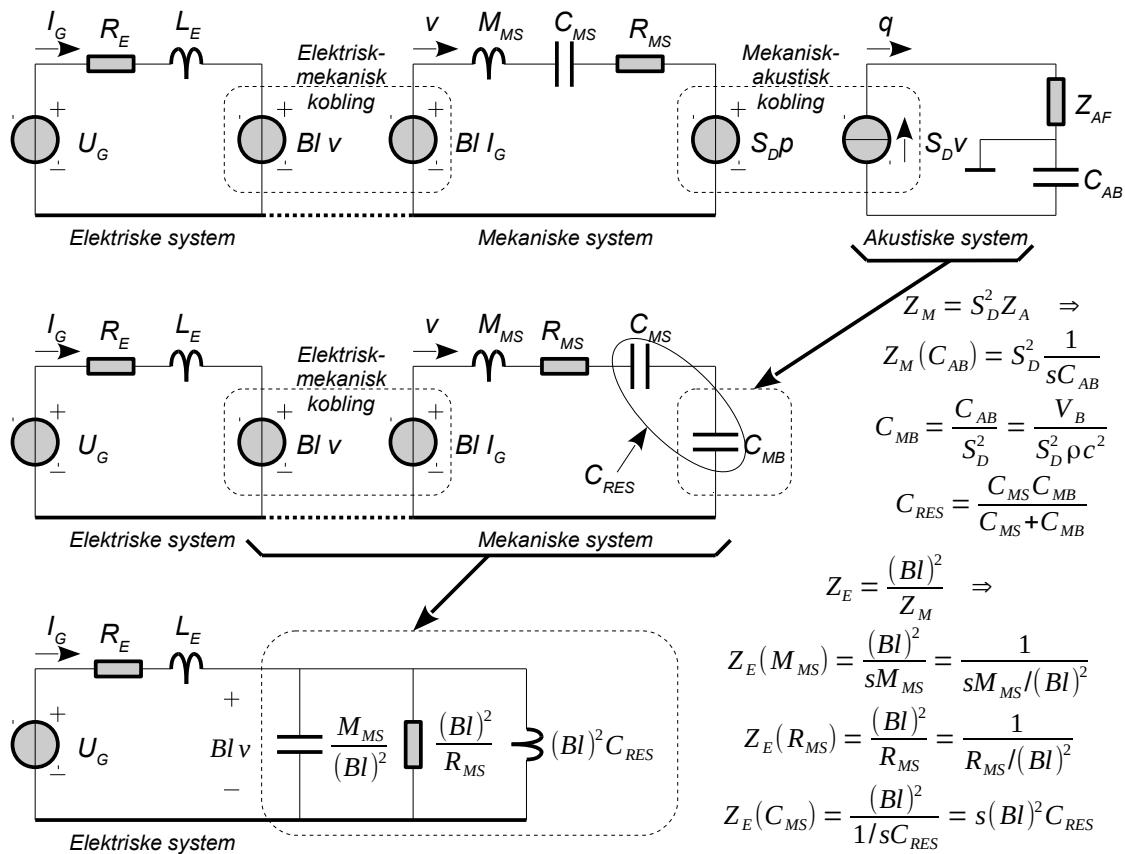
Betydningen af denne eftergivelighed skal analyseres i både en elektrisk og en akustisk model.

2.6.1 Elektrisk model

I det følgende opbygges en elektrisk model af højttaleren i det lukkede kabinet for at vise hvordan de enkelte komponenter kan ses fra den elektriske side. Det betyder at de mekaniske og akustiske systemer skal omsættes til et elektrisk system og det vises i tegningen på næste side. Det udnyttes at strålingsimpedansen for højttalerens forside er meget ringe ved lave frekvenser og at den derfor kan ignoreres uden betydende fejl ($Z_{AF} = 0$). Det giver en meget væsentlig simplifikation da der er en proportionalitet med kvadratet på frekvensen. Bagsidens udstråling til det indre af kabinetet er repræsenteret ved eftergiveligheden af den indespærrede luft der i den akustiske model figurerer som en "kondensator" med værdien C_{AB} som beregnet ovenfor. Der ses også bort fra akustiske tab som i givet fald kan inkluderes ved en tabskomponent R_{AB} i parallel med C_{AB} .

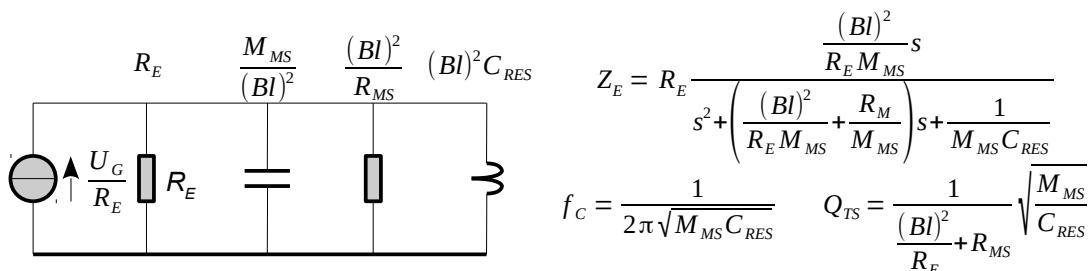
Først overføres det akustiske system til det mekaniske ved $Z_M = Z_A S_D^2$ fra side 38. Det betyder at den akustiske impedans ganges med kvadratet på membranens areal. Eftergiveligheden C_{AB} har impedansen $1/sC_{AB}$ som ændres til S_D^2/sC_{AB} og det betyder at værdien er ændret fra den akustiske størrelse C_{AB} til den ækvivalente mekaniske størrelse $C_{MB} = C_{AB}/S_D^2$.

Derefter overføres det mekanisk-akustiske system til det elektriske system ved $Z_E = (Bl)^2/Z_M$ fra side 37. Det er en reciprok relation så en seriekobling overføres til en parallelkobling hvor den enkelte impedans er blevet til en elektrisk admittans ved $(Bl)^2$. Massen af det bevægelige system M_{MS} vil overføres til en kondensator, tabene R_{MS} overføres til en konduktans og den kombinerede eftergivelighed C_{RES} overføres til en selvinduktion. Resultatet er magen til diagrammet side 39 dog med C_{MS} erstattet af C_{RES} for serieforbindelsen af C_{MS} og C_{MB} .



Figur 2.33 – Elektrisk model af en højttaler monteret i et lukket kabinet der er gyldig for frekvenser hvor højttaleren er lille sammenlignet med bølgelængden.

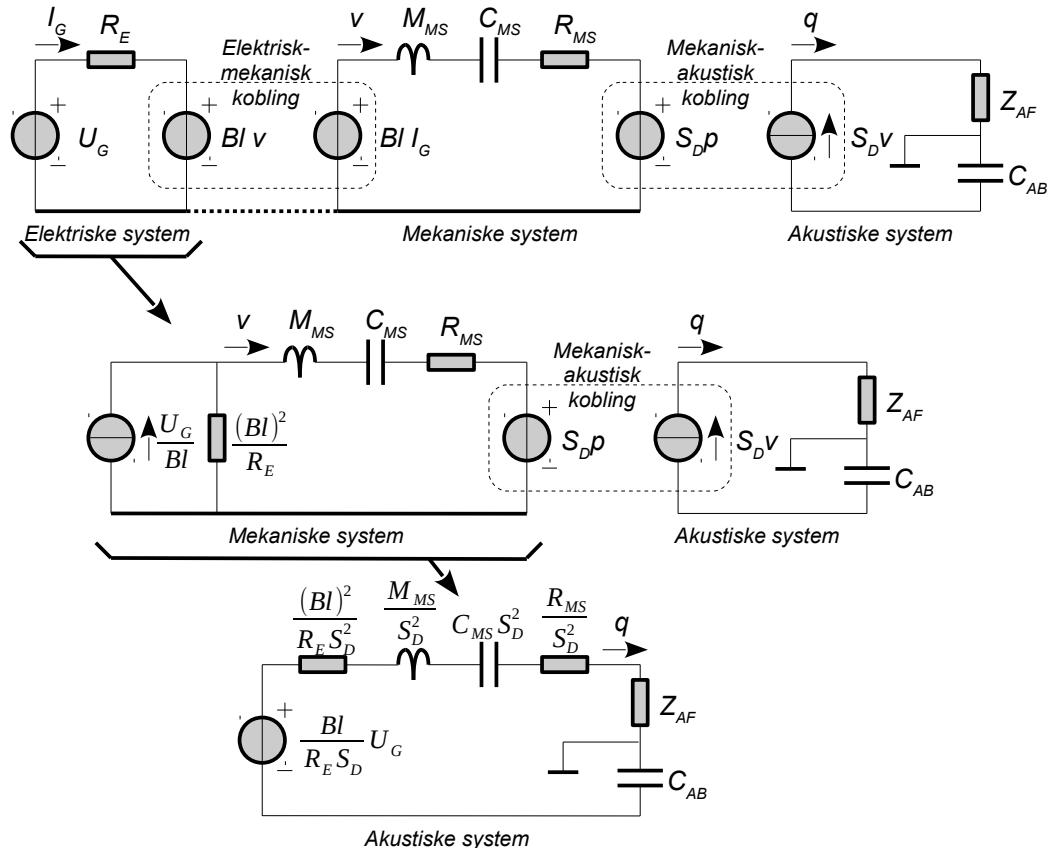
Ved lave frekvenser kan impedansen af svingspolens selvinduktion ignoreres og generatoren kan med et Thevenin-Norton ækvivalent skrives som en strømkilde på U_G/R_E i parallel med R_E . Den elektriske impedans beskrives nu som parallelt forbindelsen af fire komponenter hvor de to reaktive komponenter M_{MS} og C_{RES} går i resonans ved frekvensen f_C der er højere end f_S for den samme højttaler i en uendelig baffle og godheden Q_{TS} er primært styret gennem $(Bl)^2/R_E$.



Figur 2.34 – Elektrisk model af en højttaler i et lukket kabinet.

2.6.2 Akustisk model

For at opstille relationen mellem lydtrykket p i afstanden r og den påtrykte spænding U_G behøves volumehastigheden q for højttaleren så modellen overføres til den akustiske side hvilket som før benytter to trin. Først overføres det elektriske system til det mekaniske gennem $Z_M = (Bl)^2/Z_E$ hvor de seriekoblede impedanser bliver til parallelkoblede admittanser og spændingskilden bliver til en hastighedskilde (strømkilde). Herefter kan det kombinerede elektriske og mekaniske system overføres til den akustiske side ved $Z_A = Z_M/S_D^2$. Thevenin-Norton ækvivalentet tillader at skrive generatoren som en spændingskilde i serie med svingspolens modstand R_E .



Figur 2.35 – Akustisk model for en højttaler i et lukket kabinet.

Den akustiske model består nu af en spændingskilde der driver volumehastigheden q gennem en seriekobling af akustiske impedanser. Volumehastigheden kan bestemmes fra Ohms lov og det er muligt at simplificere udtrykket ved at antage at strålingsimpedansen kan ignoreres ($Z_{AF} = 0$). Det er et resultat af at højttalerens virkningsgrad er meget lav.

$$q = \frac{\frac{Bl}{R_E S_D} U_G}{\frac{(Bl)^2}{R_E S_D^2} + \frac{M_{MS}}{S_D^2} + \frac{1}{s C_{MS} S_D^2} + \frac{R_{MS}}{S_D^2} + \frac{1}{s C_{AB}}}$$

Lydtrykket for en højttaler i en uendelig baffle i afstanden r beregnes af udtrykket side 108:

$$p = j \frac{\rho f}{r} q = \frac{\rho s}{2\pi r} q \Rightarrow p = \frac{\rho}{2\pi r} \frac{Bl S_D U_G}{R_E M_{MS}} \frac{s^2}{s^2 + s \left(\frac{(Bl)^2}{R_E M_{MS}} + \frac{R_{MS}}{M_{MS}} \right) + \frac{1}{M_{MS} C_{MS}} \left(1 + \frac{C_{MS} S_D^2}{C_{AB}} \right)}$$

Det konstante led omsætter effektorstærkerens spænding U_G til lydtrykket p og den komplekse funktion af anden orden repræsenterer et højpasfilter med grænsefrekvensen f_C og godheden Q_{TS} for højttaleren i et lukket kabinet.

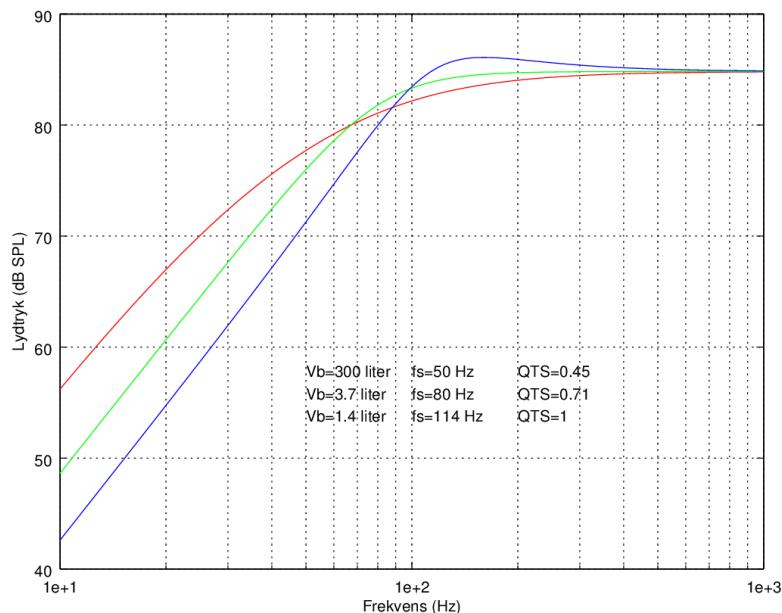
$$f_C = \frac{\omega_C}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{M_{MS}C_{RES}}} \quad \text{hvor} \quad C_{RES} = \frac{C_{MS}C_{MB}}{C_{MS} + C_{AB}}$$

$$Q_{TS} = \frac{1}{\frac{(Bl)^2}{R_E} + R_{MS}} \sqrt{\frac{M_{MS}}{C_{RES}}} \quad \text{hvor} \quad c \approx 343 \text{ m/s}$$

$$C_{MB} = \frac{C_{AB}}{S_D^2} = \frac{V_B}{\rho c^2 S_D^2}$$

For PC Højttaleren er $V_B = 3,7 \text{ dm}^3$ og arealet $S_D = 0,0054 \text{ m}^2$ så kabinetts volumen repræsenterer en eftergivelighed på $C_{MB} = 0,94 \text{ mm/N}$. Med højttalerens $C_{MS} = 1,45 \text{ mm/N}$ bliver $C_{RES} = 0,57 \text{ mm/N}$. Massen er $M_{MS} = 7 \text{ g}$ så resonansen stiger til $f_C = 80 \text{ Hz}$. DC modstanden er $R_E = 6 \Omega$, kraftfaktoren er $Bl = 5,1 \text{ Tm}$ og den mekaniske tabsmodstand er $R_{MS} = 0,6 \text{ Ns/m}$ så den totale godhed bliver $Q_{TS} = 0,71$.

Resonansens frekvens f_C og godheden Q_{TS} fastlægger det lavfrekvente forløb. Herunder beregnes responsen for PC Højttaleren ved forskellige kabinetter. Højttalerens resonans er $f_S = 50 \text{ Hz}$ og godheden er $Q_{TS} = 0,44$ så et uendeligt stort kabinet giver -7 dB ved resonans (rød kurve). Ved et kabinet på $3,7 \text{ dm}^3$ stiger frekvensen til 80 Hz og godheden til $0,71$ der er Butterworth afstemning med -3 dB ved resonans og en svag oscillation i impulsresponsen (grøn). Et kabinet på $1,4 \text{ dm}^3$ hæver resonansen til 114 Hz og godheden til én der er en Chebychev afstemning hvor niveauet stiger 1 dB umiddelbart over resonansen og der er nogen oscillation i tidsdomænet (blå).



Figur 2.36 – Responsen for en højttaler med $f_s = 50 \text{ Hz}$ og $Q_{TS} = 0,44$ ved montage i tre kabinetter. For $Q_{TS} < 0,5$ har tidssvaret reelle poler og for $Q_{TS} > 0,5$ er der komplekst konjugerede poler.

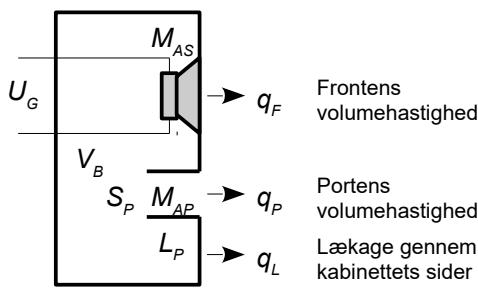
Analysen antager at kabinetts front er en uendelig baffel så der er ikke inkluderet virkningen af diffraktionen eller refleksjon fra gulvet. De påvirker basområdet som vist på side 25 og frem.

2.6.3 Ækvivalent volumen

Databladet oplyser i Thiele-Small parametrene det ækvivalente volumen V_{AS} for en given højttaler. Den er defineret ved $C_{AB} = C_{AS}$ og her vil både f_s og Q_{TS} stige med 41 % (kvadratroden af to) over værdien i en uendelig baffel. Værdien er $V_{AS} = 6 \text{ dm}^3$ for PC Højttaleren SPH-100c.

2.7 Basreflex kabinet

Det er muligt at udnytte effekten fra højttalerens bagside til at støtte basgengivelsen i et mindre frekvensområde ved et såkaldt ventileret kabinet (vented cabinet). Et udbredt princip er at udnytte en resonans hvor luftmassen i en portåbning afstemmes med fjedervirkningen fra kabinettets indespærrede luft så der dannes en resonans.³⁵ Portens udstråling er i fase med forsiden over et frekvensområde på cirka en halv oktav og kan udvide frekvensområdet nedad, men afskæringen bliver 24 dB/oktav. Belastningen gør at membranen svinger mindre ved resonans.



Lydtrykket ved lyttepositionen:

$$p = p_F + p_P + p_L = \frac{\rho f}{r} (q_F + q_P + q_L)$$

Akustisk eftergivelighed af luftvoluminet:

$$C_{AB} = \frac{V_B}{\gamma P_0} = \frac{V_B}{\rho_0 c^2}, \quad \gamma \approx 1,4$$

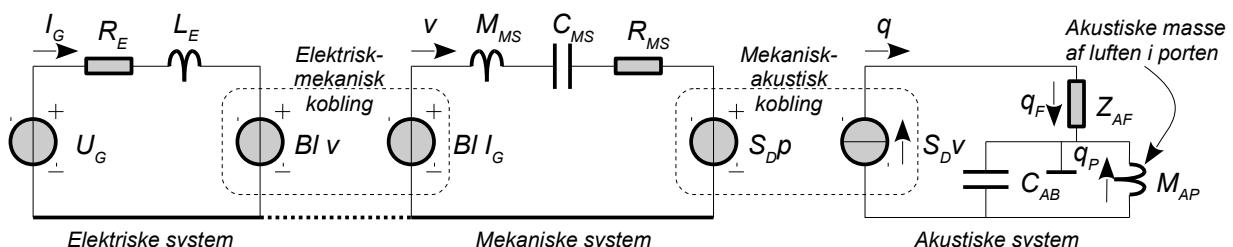
$$\rho_0 = 1,18 \text{ kg/m}^3$$

Akustisk masse af luften i porten:

$$M_{AP} = \frac{\rho_0}{S_P} (L_p + 1,5 \sqrt{\frac{S_P}{\pi}}), \quad \rho_0 = 1,18 \text{ kg/m}^3$$

Figur 2.37 – Et basreflex kabinet inkluderer en port, hvor massen af luften i porten danner en resonans med det indespærrede luftvolumen for at understøtte basgengivelsen.

Lydtrykket fra højttaleren beregnes ved at addere volumehastigheden q_F fra højttalerens front med volumehastigheden q_P fra porten. Lækagen q_L repræsenterer tab fra absorption i sidepladerne, fra glasuld og fra andre tab. Den inkluderes ved en tabskomponent R_{AL} i parallel med C_{AB} , men det er normalt uden større betydning ved lave frekvenser [ANT1-385]. For at dæmpe resonanser fra de stående bølger i det rektangulære kabinet (se side 89) dæmpes det ofte med 20 mm glasuld eller et tilsvarende lydabsorberende materiale på alle indvendige sideflader.



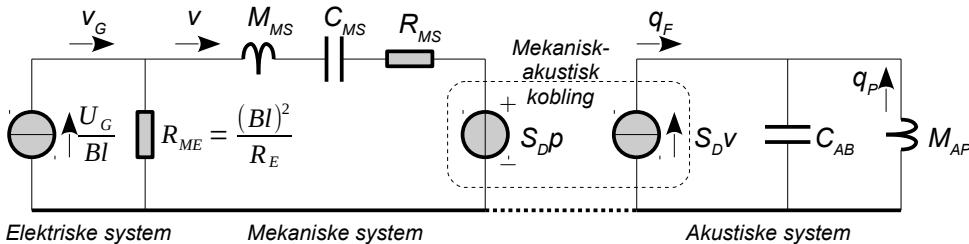
Figur 2.38 – Massen af luften i porten ligger signalteknisk i parallel med eftergiveligheden af luften i kabinetet og er gennem membranen koblet til højttalerens mekaniske og elektriske systemer.

Massen af luftproppen i porten beregnes som masseylden af luft ρ_0 gange med luftvoluminet der er arealet af porten S_P ganget med længden af porten L_P . Den omregnes til akustisk masse M_{AP} ved division med S_P kvadreret som vist på side 38. Arealet kan være cirkulært, rektangulært eller en anden form. Portens længde L_P er i illustrationen forøget med et bidrag fra den medsvingende luftmasse ved portens to ender. [WML-128]

For at analysere den akustiske funktion overføres de elektriske og mekaniske systemer til den akustiske side. Selvinduktionen fra svingspolen L_E er uden betydning ved lave frekvenser ($L_E = 0$). Den elektriske side overføres til den mekaniske side ved $Z_M = (BL)^2/Z_E$ fra side 37. Omsætningen er reciprok så de seriekoblede komponenter overføres til en parallelkobling. Spændingskilden U_G bliver til en hastighedskilde (strømgenerator) ved relationen $v = u/Bl$ og modstanden R_E bliver til et mekanisk tab ved $R_{ME} = (Bl)^2/R_E$.

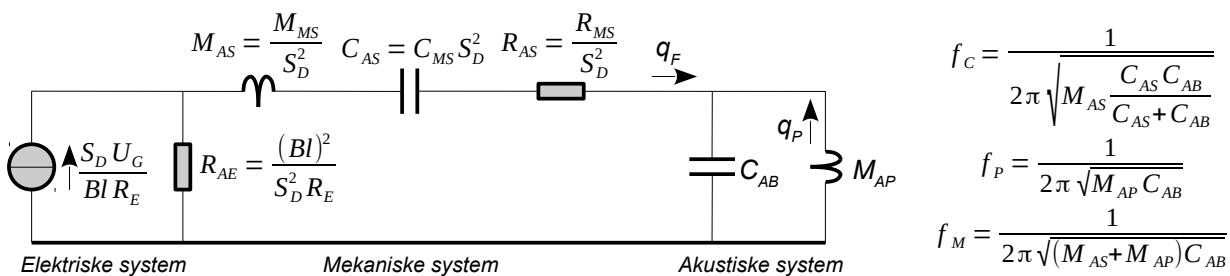
35 Det betegnes en Helmholtz resonans efter den første til at beskrive principippet i 1862.

Strålingsimpedansen for membranens forside er lav i forhold til de andre impedanser og kan ignoreres uden betydnende fejl ($Z_{AF} = 0$). Det simplificerer analysen da impedansen er funktion af frekvensen. Det forhold at Z_{AF} er uden større betydning indikerer at højttalerens virkningsgrad er meget lav. Portens volumehastighed q_P skyldes membranens bagside. Den er i modsat fase af forsiden så pilen for positiv retning ud af porten mod tilhøreren vender modsat retningen for forsidsens volumehastighed q_F .



Figur 2.39 – Det elektriske system overføres til det mekaniske system ved at spændingskilden erstattes med en strømkilde og seriemodstanden ændres til en parallelkomponent.

Det elektriske og mekaniske system overføres til den akustiske side ved relationen $Z_A = Z_M/S_D^2$ fra side 38. Membranens volumehastighed q_F er givet ved membranens hastighed gange med arealet af membranen som $q_F = vS_D$.



Figur 2.40 – Den akustiske model af en højttaler i et basreflex-kabinet.

Der ses at være tre resonanser involveret. Seriekoblingen af M_{AS} , C_{AS} og C_{AB} giver højttalerens resonans f_c ved montage i et lukket kabinet med voluminet V_B . Parallelkoblingen af M_{AP} og C_{AB} giver portens resonans f_p . Serieforbindelsen af M_{AS} , C_{AS} og M_{AP} giver resonansen f_m . Lydtrykket fra højttaleren er meget ringe ved lave frekvenser ($f < f_m$) hvor q_F og q_P er i modsat fase og lydtrykket varierer med 24 dB/oktav. Porten er aktiv omkring resonansen f_p og aflaster derved højttaleren så membranens udsving mindskes. Over resonansen f_s arbejder højttaleren som i et lukket kabinet.

Ved lave frekvenser ($f < f_m$) er impedansen lav for M_{AS} og M_{AP} og høj for C_{AS} og C_{AB} . Kredsløbet kan her simplificeres til en trykgenerator (en spændingsgenerator i serie med R_{AE}) der driver volumehastigheden q_F i serieforbindelsen af højttalerens komponenter M_{AS} , C_{AS} og R_{AS} samt portens M_{AP} . Volumehastigheden er lav på grund af den høje impedans fra C_{AS} og de to bidrag er næsten lige kraftige og modsat rettet så højttaleren producerer et yderst svagt lydtryk og varierer med 24 dB/oktav.

Ved høje frekvenser ($f > f_c$) er impedansernes roller byttet om så kredsløbet består af en trykgenerator der driver en volumehastighed q_F i serieforbindelsen af højttalerens komponenter M_{AS} , C_{AS} og R_{AS} for et akustisk udgangssignal fra systemet drevet af højttaleren. Portens masse M_{AP} drives ikke i væsentlig grad da den er kortsluttet af den lave impedans fra C_{AB} .

Ved frekvenser i nærheden af de to resonanser vil impedansen være lav for serieforbindelsen af M_{AS} , C_{AS} og R_{AS} og den vil være høj for parallelforbindelsen af eftergiveligheden C_{AB} og portens masse M_{AP} . Den høje impedans betyder at der stort set ikke er nogen volumehastighed fra højttaleren mens der er en kraftig volumehastighed i resonanskredsen ved porten og dermed er udgangssignalet fra systemet her drevet primært af porten. Det reducerer membranens bevægelser og dermed forvrængningen.

2.7.1 Overføringsfunktion

Ved at løse ligningssystemet for kredsløbet findes overføringsfunktionen fra effektforstærkerens spændingsamplitude U_G til lydtrykket ved lytteren p i afstanden r som vist herunder. Parametrene a_1 , a_2 og a_3 forklares i den efterfølgende tekst. [ANT-385, WML-130]

$$p = \frac{\rho}{2\pi r} \frac{Bl S_D}{R_E M_{MS}} H_{BR}(s) U_G \quad \text{hvor}$$

$$H_{BR}(s) = \frac{s^4}{s^4 + a_3 \omega_0 s^3 + a_2 \omega_0^2 s^2 + a_1 \omega_0^3 s + \omega_0^4}$$

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \sqrt{f_S f_P} \quad f_S = \frac{1}{2\pi \sqrt{M_{AS} C_{AS}}} \quad f_P = \frac{1}{2\pi \sqrt{M_{AP} C_{AB}}}$$

De to første led omsætter effektforstærkerens spænding U_G til et lydtryk i afstanden r og indenfor det massestyrede område af højttaleren. Funktionen $H_{BR}(s)$ er et fjerde ordens højpasfilter som kan beskrive forløbet fra lave frekvenser og indtil den øvre grænse for modellen ved $ka = 1$. Det er en grænse på cirka 550 Hz for en almindelig 200 mm højttaler (8 tommer). Grænsefrekvensen f_0 er givet ved højttalerens resonans f_S og portens resonans f_P . For det tilfælde hvor de to resonanser er ens vil grænsefrekvensen være $f_0 = f_S = f_P$ for Butterworth karakteristik. Under grænsefrekvensen f_0 aftager lydtrykket med 24 dB/oktav der er mere stejlt end f_C for det lukkede kabinet, men til gengæld er grænsefrekvensen f_0 lavere.³⁶

Det er praktisk at indføre de dimensionsløse parametre α og h der defineres ud fra krav til den ønskede frekvensrespons. De kan derefter benyttes til at fastlægge kabinetts volumen V_B og portens resonans f_P når højttalerenheden er kendt. Alternativt kan man fastlægge Thiele-Small parametrene for en egnet højttalerenhed ved givne krav til kabinet og respons [WML-130].

$$\alpha = \frac{C_{AS}}{C_{AB}} = \frac{V_{AS}}{V_{AB}} \quad h = \frac{f_P}{f_S} \Rightarrow V_B = \frac{\gamma P_0}{\alpha} S_D^2 C_{MS} \quad f_P = h f_S \quad P_0 \approx 100 \text{ kPa}$$

Med denne definition kan overføringsfunktionens parametre a_1 , a_2 og a_3 skrives på følgende form hvor Q_{TS} er den totale godhed for højttalerenheden [WML-117 og WML-130]. Godheden er opgivet i databladet eventuelt ved godheden af det elektriske system Q_{ES} og det mekaniske system Q_{MS} . Som regel er værdien af Q_{TS} i området fra 0,3 til 0,5. Godheden af det akustiske system på grund af lyddæmpning af de indvendige flader og friktion i porten kan som en start antages til $Q_L = 7$.

$$a_1 = \frac{1}{Q_L \sqrt{h}} + \frac{\sqrt{h}}{Q_{TS}}$$

$$a_2 = \frac{\alpha+1}{h} + h + \frac{1}{Q_L Q_{TS}}$$

$$a_3 = \frac{1}{Q_{TS} \sqrt{h}} + \frac{\sqrt{h}}{Q_L}$$

$$Q_{TS} = \frac{Q_{MS} Q_{ES}}{Q_{MS} + Q_{ES}}$$

$$Q_{MS} \approx \begin{cases} 2 \dots 5 & \text{for et dæmpet kabinet} \\ 5 \dots 10 & \text{for et udæmpet kabinet} \end{cases}$$

$$Q_L = \frac{R_{AL}}{\omega_P M_{AP}} = \omega_P R_{AL} C_{AB} = R_{AL} \sqrt{\frac{C_{AB}}{M_{AP}}}$$

For at bestemme koefficienterne a_1 , a_2 og a_3 for den ønskede frekvensrespons skal amplitudens variation med frekvensen benyttes frem for en analyse af den komplekse overføringsfunktion. Der tages udgangspunkt i kvadratet på amplituden af overføringsfunktionen hvor de konstante led og ledet U_G/R_E ikke medtages da de ikke indvirker på amplitudens variation med frekvensen.

$$M^2(f) = |H(s)|^2 = \frac{x^8}{x^8 + A_3 x^6 + A_2 x^4 + A_1 x^2 + 1} \quad x = \frac{f}{f_0}$$

$$A_3 = a_3^2 - a_2 \quad A_2 = 2 + a_2^2 - 2 a_1 a_3 \quad A_1 = a_1^2 - 2 a_2$$

Efter at leddene er samlet findes den viste relation hvor de nye konstanter A_1 , A_2 og A_3 kan defineres når der valgt en respons for systemet [WML-131].

³⁶ Flanken går imod 18 dB/oktav ved lave frekvenser hvor kabinetet kan ses som en foldet udgave af en baffle. Det vil også fremgå af overføringsfunktionen hvis de resistive tab medtages. Dette forhold ignoreres normalt da det kun har akademisk interesse.

2.7.2 Butterworth

I det følgende illustreres metoden for en Butterworth karakteristik hvor lydtrykket er -3 dB ved grænsefrekvensen ($f_0 = f_S = f_P$). Grænsefrekvensen er lavere end for den samme højttaler i et lukket kabinet, men afskæringen på 24 dB/oktav er mere stejl.

Et godt kompromis mellem amplitudens jævnhed og en rimelig impulsrespons nås ved et design efter Butterworth. Relationen for amplituden $B_n(f)$ er vist herunder hvor n er filtrets orden så $n = 4$ for et fjerde ordens system. Et Butterworth system har samme resonans for alle anden-ordens led så resonansen for højttaleren og porten skal være den samme og dermed er $h = 1$. Det ses at alle koefficienter A_1, A_2 og A_3 skal være nul for at $M^2(f)$ kan blive lig med $B_n^2(f)$ og koefficienterne a_1, a_2 og a_3 kan derfor bestemmes [WML-132].

$$B_n(f) = \frac{x^n}{\sqrt{1+x^{2n}}} \Rightarrow \begin{aligned} A_1 &= 0 \\ A_2 &= 0 \\ A_3 &= 0 \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} a_2 &= 2 + \sqrt{2} \\ a_1 &= a_3 = \sqrt{2}a_2 \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} a_1 &= 2,61 \dots \\ a_2 &= 3,41 \dots \\ a_3 &= 2,61 \dots \end{aligned} \quad \text{og } f_P = f_S = f_0$$

$$x = \frac{f}{f_0}$$

Herefter kan systemets parametre fastlægges hvor det udnyttes at $h = 1$.

$$\begin{aligned} a_1 &= a_3 = \frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_{TS}} \Rightarrow Q_L = \frac{1}{a_1 - \frac{1}{Q_{TS}}} \\ a_2 &= \alpha + 2 + \frac{1}{Q_L Q_{TS}} \quad \alpha = a_2 - 2 - \frac{1}{Q_L Q_{TS}} \end{aligned}$$

For PC Højttaleren er $Q_{TS} = 0,43$ så der kræves relativt høje tab på $Q_L = 3,5$. Den lave værdi af Q_L kan kræve en akustisk dæmpning af kabinetet eller en port med et relativt lille areal for at øge de akustiske tab fra friktion. Parameteren $\alpha = 0,75$ betyder at der skal benyttes et volumen på $V_{AS}/\alpha = 8 \text{ dm}^3$.

Porten kan nu dimensioneres ud fra definitionen på portens resonans hvor den akustiske masse af porten M_{AP} er fastlagt af $f_P = f_S = f_0$ (Butterworth) og eftergivelsenheden af voluminet V_B fra formlen side 49. Endekorrektionen omtales i appendiks side 103.

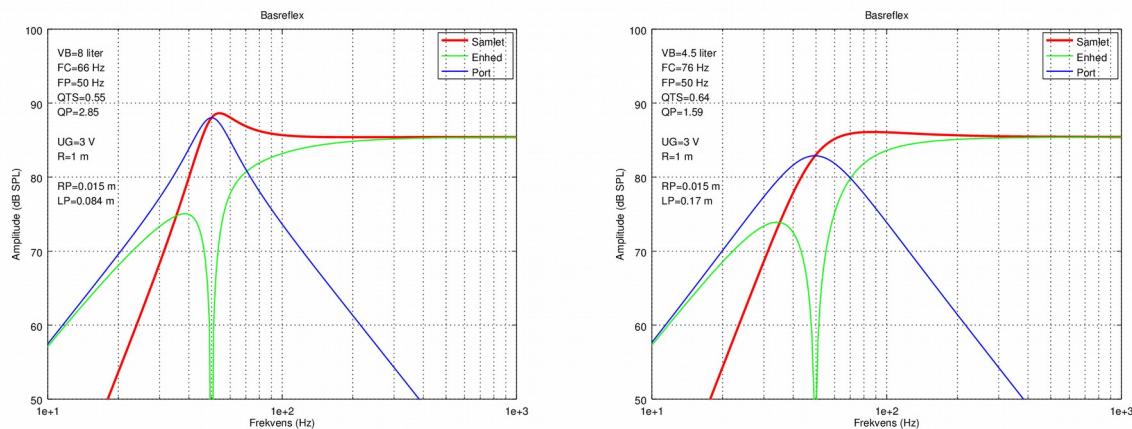
$$\begin{aligned} f_P &= \frac{1}{2\pi\sqrt{M_{AP}C_{AB}}} \\ M_{AP} &= \frac{\gamma P_0}{(2\pi f_P)^2 V_B} = \frac{\rho_0}{S_D} \left(L_p + 1,46 \sqrt{\frac{S_p}{\pi}} \right) \\ L_p &= \frac{\gamma P_0 S_p}{\rho (2\pi f_p)^2 V_B} - 1,46 \sqrt{\frac{S_p}{\pi}} \\ C_{AB} &= \frac{V_B}{\gamma P_0} \end{aligned}$$

Med PC Højttalerens $S_D = 0,0054 \text{ m}^2$ og portens radius valgt til 15 mm findes $S_p = \pi r_p^2 = 0,00071 \text{ m}^2$ og længden bliver (for $f_P = f_S = 50 \text{ Hz}$) $L_p = 84 \text{ mm}$. Længden af porten varierer meget ved små ændringer af arealet hvilket kan indikere problemer med at kunne ramme det planlagte design.

Resultatet vises i følgende afsnit baseret på en simulation.

2.7.3 Simuleret respons

Resultatet er ikke tilfredsstillende som det fremgår af den følgende simulering hvor responsen beregnes ud fra den aktuelle volumestrøm og viser en tydelig resonans over portens resonans. Til venstre ses resultatet med beregnede værdier af kabinetvolumen (8 dm^3) og portdimension (radius 15 mm og længde 84 mm). Resonansen ligger korrekt, men dæmpningen er for ringe. Til højre er værdierne korrigert eksperimentelt for en mere jævn respons og det har resulteret i et mindre volumen ($4,5 \text{ dm}^3$) hvor porten er blevet længere (radius 15 mm og længde 170 mm).

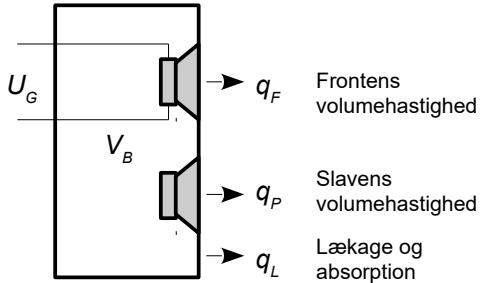


Figur 2.41 – Responsen af et basreflex-kabinet med beregnede værdier (venstre) og med eksperimentelle værdier (højre).

Se side 60 for en uddybning af modellen.

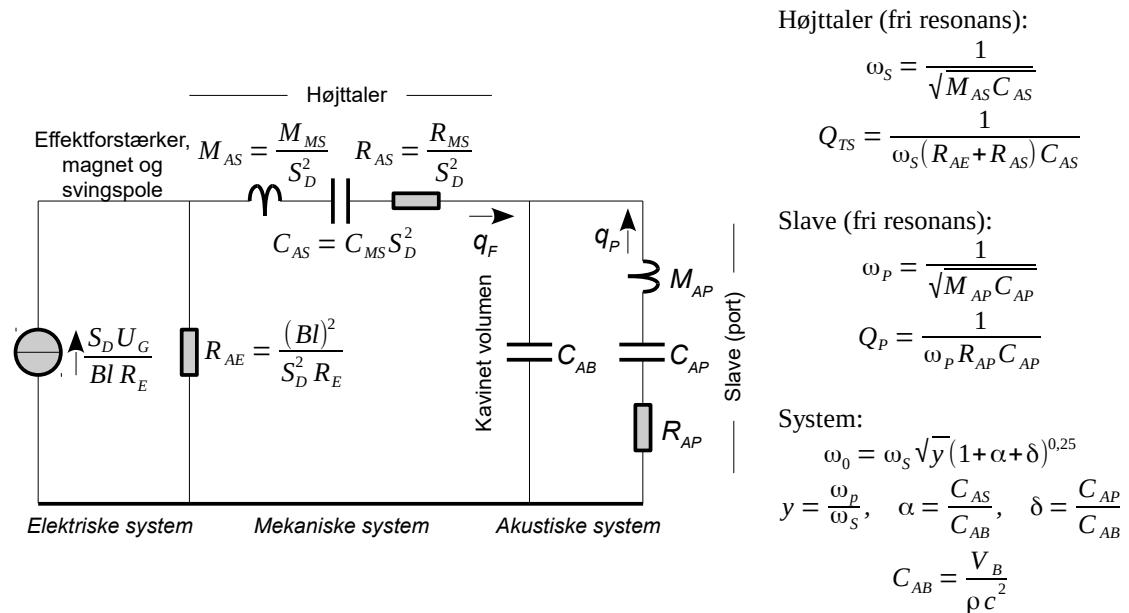
2.8 Passiv slave

I et basreflex-kabinet benyttes massen af luftproppen i porten til at danne en resonans som kan udstrække frekvensområdet nedad og aflaste højttaleren i området ved grænsefrekvensen. Det er muligt at erstatte porten med en passiv højttaler der også kaldes for en slavebas (*drone cone*). Det er en højttaler med membran og styr, men uden magnet og svingspole. Det kan give et fornuftigt design når kabinetts dimensioner er for begrænsede til at kunne rumme en port og problemerne med turbulens i porten kan desuden elimineres. Det introducerer også nogle flere frihedsgrader, men prisen er en mere stejl afskæring under grænsefrekvensen.



Figur 2.42 – Højttalerens frekvensrespons kan styres gennem en passiv slave.

Modellen for basreflex kan benyttes ved at erstatte portens masse M_{AP} med slavens masse M_{AS} , eftergiveligheden C_{AP} og tabene R_{AP} . Til højre herunder vises udtrykkene for systemets resonanser, grænsefrekvensen $f_0 = \omega_0/2\pi$ og nogle parametre hvor V_B er kabinetts volumen. [WML-199]



Figur 2.43 – Den akustiske model af et passiv slave kabinet hvor porten er erstattet af en højttaler med et bevægeligt system, men uden det elektriske system.

Overføringsfunktionen kan med nogle antagelser reduceres til et fjerde ordens system og adskiller sig fra basreflex ved at tællerne har et nulpunkt ved slavebassens frie resonans der derfor effektivt sætter den nedre grænsefrekvens.

$$p(s) = \frac{\rho_0}{2\pi} \frac{Bl S_D}{R_E M_{MS}} H_{PS}(s) U_G \quad \text{hvor} \quad H_{PS}(s) = \frac{s^2[s^2 + \omega_p^2]}{s^4 + a_3 \omega_0 s^3 + a_2 \omega_0^2 s^2 + a_1 \omega_0^3 s + \omega_0^4}$$

Koefficienterne til nævnerens polynomium bestemmer forløbet i området ved f_0 hvor slaven er aktiv og beregnes efter følgende formler der ikke skal udledes her. [WML-199]

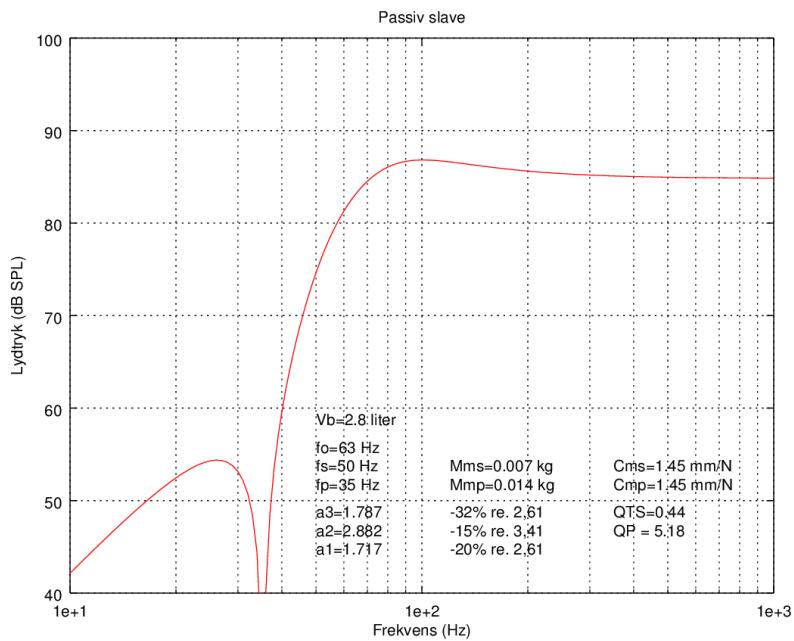
$$a_3 = \frac{1}{(1+\alpha+\delta)^{0.25} \sqrt{y} Q_{TS}} \quad a_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha+\delta}} \left((1+\delta) y + \frac{1+\alpha}{y} \right) \quad a_1 = \frac{(1+\delta) \sqrt{y}}{(1+\alpha+\delta)^{3/4} Q_{TS}}$$

Tages udgangspunkt i Butterworth afstemningen fra afsnittet om basreflex er de tre koefficienter for nævnerens polynomium: $a_3 = a_1 = 2,61$ og $a_2 = 3,41$. Hvis det tilmed antages at højttaler og slave har samme eftergivelighed af styrene bliver $\delta = \alpha$. Med disse forudsætninger kan designkravene reduceres til følgende der kan danne et designoplæg. [WML-200]

$$\begin{aligned} y &= \frac{\omega_p}{\omega_s} = \frac{\sqrt{1+2\alpha}}{1+\alpha} = 0,73 \\ (1+\alpha)^2 + (\sqrt{2}-1)(1+2\alpha) &= 0 \Rightarrow \alpha = 2,18 \\ \delta &= \alpha \end{aligned} \Rightarrow \begin{array}{ll} \text{Højttaler:} & f_s \\ \text{Slave:} & f_p = y f_s \\ \text{Kabinet:} & V_{AB} = V_{AS}/\alpha \\ \text{Grænsefrekvens:} & f_0 = \sqrt{y}(1+2\alpha)^{0.25} f_s \end{array}$$

Med PC Højttalerens parametre $f_s = 50$ Hz og $V_{AS} = 6$ dm³ og de viste parameterværdier for y , α , y skal slavens frie resonans være $f_p = 37$ Hz, kabinetts volumen skal være $V_{AB} = 2,8$ dm³, grænsefrekvensen bliver $f_0 = 1,3 f_s = 65$ Hz og porten afstemmes til $f_p = 0,73 f_s = 37$ Hz.

Formlerne kan også benyttes den anden vej hvor man står med en kendt højttaler og vil se hvad der kan opnås med en slave. Man kan simpelthen indtaste de kendte og forventede parametre for højttaler og slave samt kabinetvolumen og beregne responsen. Et resultat vises herunder hvor PC Højttalerens SPH-100c suppleres med en slaveenhed hvis parametre findes til $M_{MP} = 0,015$ kg og $C_{MP} = 2,2$ mm/N for at opnå en jævn respons. Her er forsøgt med et ret lille kabinet på 2,8 dm³. Hvis responsen vurderes som attraktiv er næste trin at søge i kataloger efter mulige bud på en slavebas og så gentage simuleringen når slavens data er fastlagt.

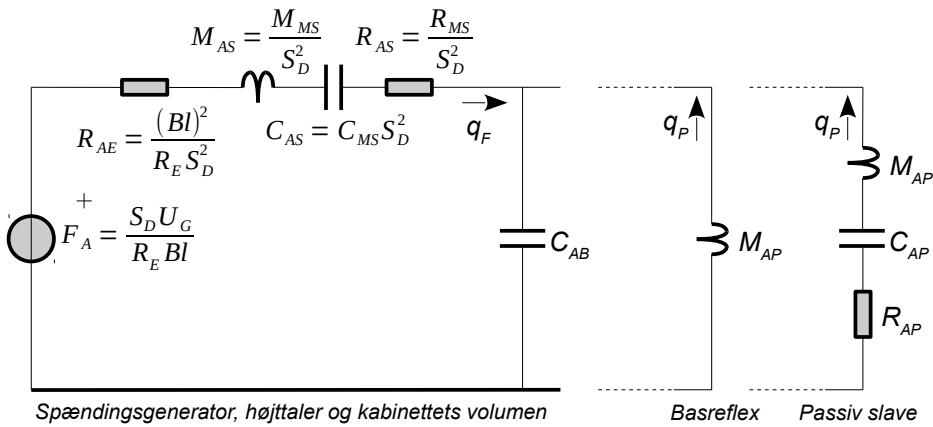


Figur 2.44 – Responsen for en slavehøjttaler med de viste parametre. Slaven er samme højttaler som PC Højttalerens bas/mellem, men med forøget masse for at sænke grænsefrekvensen.

Den lille højttaler kan gengive til 60 Hz, men højttaleren kan kun præstere 50 phon ved denne frekvens som vist side 28 så træerne vokser ikke ind i himlen.

2.9 Frekvensrespons

De populære monteringsformer lukket kabinet, basreflex og passiv slave har næsten de samme akustiske modeller da forskellen alene er impedansen af porten eller slaven. Det gør det relativt enkelt at opbygge en beregningsmodel for estimering af den opnåede frekvensrespons ved lave frekvenser. Det kan være værdifuldt som kontrol af et designoplæg.



Figur 2.45 – Udvikling af algoritme for estimering af frekvensresponsen for det lukkede kabinet, basreflex og passiv slave.

Alle komponenter er her overført til den akustiske side. Spændingsgeneratoren U_G bliver til en kraftgenerator mens masse, eftergivelighed og tab overføres til spole, kondensator og modstand blot nu med den akustiske models enheder. Lydtrykket fra højttaleren findes ved at beregne de to volumestrømme q_F fra højttalerens front og q_P fra porten eller slaven og gange med $\rho s/2\pi$ for hver af dem som det vises side 41. Det gælder for en punktlydkilde og en højttaler er med tilnærmede punktformet ved lave frekvenser. Den øvre grænse for modellen er omkring 500 Hz for en 200 mm højttalerenhed (8 tommer).

$$p_{2\pi} = \frac{\rho s}{2\pi r} (q_F + q_P)$$

Beregningen forudsætter at højttaleren sidder i en uendelig stor plade (et halvt rum, 2π steradian) og fjernt fra andre refleksionerende flader. For at beregne frekvensresponsen som følge af refleksioner fra gulvet og diffractions fra højttalerens kanter kan modellen udvides som vist på side 25 og 26.

2.9.1 Lukket kabinet

Volumestrømmen q_F fra membranens forside er givet ved kraften F_A divideret med impedansen af serieforbindelsen $R_{AE} + sM_{AS} + 1/sC_{AS} + R_{AS} + 1/sC_{AB}$ for det lukkede kabinet. De akustiske tab fra lyddæmpning kan inkluderes ved at parallelforbinde tabsmodstanden R_{AL} med $1/sC_{AB}$, men det er her antaget at tabene ikke er afgørende for frekvensresponsen.

Lukket kabinet:

$$q_F = \frac{F_A}{Z} = \frac{\frac{S_D U_G}{R_E Bl}}{R_{AE} + sM_{AS} + \frac{1}{sC_{AS}} + R_{AS} + \frac{1}{sC_{AB}}} \quad \text{hvor} \quad C_{AB} = \frac{V_B}{\rho_0 c^2}$$

Overføringsfunktionen er af anden orden og vil aftage med 12 dB/oktav under resonansfrekvensen for højttaleren i kabinetet med voluminet V_B .

2.9.2 Basreflex

For et basreflex kabinet parallelforbindes impedansen af eftergiveligheden af den indespærrede luft i kabinetet $1/sC_{AB}$ med impedansen sM_{AP} for massen af luftproppen. Massen beregnes som vist side 53 fra voluminet af luftproppen i et rør med arealet S_P og længden L_P . Der er indført en længdekorrektion af L_P på grund af den medsvingende luftmasse udenfor de to ender af røret som vist i figuren side 103.

Volumestrømmen q_P fra porten beregnes ved formlen for strømdeeling mellem kabinetts impedans af den indespærrede luft $1/C_{AB}$ og impedansen af portens masse sM_{AP} . Bemærk at fortegnet for q_P er negativt da porten drives fra højttalerens bagside.

Basreflex kabinet:

$$q_F = \frac{F_A}{Z} = \frac{\frac{S_D U_G}{R_E Bl}}{R_{AE} + sM_{AS} + \frac{1}{sC_{AS}} + R_{AS} + \frac{1}{sC_{AB} + \frac{1}{sM_{AP}}}} \quad \text{hvor} \quad C_{AB} = \frac{V_B}{\rho_0 c^2}$$

$$q_P = -\frac{\frac{1}{sC_{AB}}}{\frac{1}{sC_{AB}} + sM_{AP}} q_F \quad M_{AP} = \frac{\rho_0}{S_P} (L_P + 1,5 \sqrt{\frac{S_P}{\pi}})$$

Overføringsfunktionen bliver af fjerde orden og aftager med 24 dB/oktav under grænsefrekvensen. Der er to resonanser involveret. Den første er højttalerens serieresonans ved den frekvens hvor massen sM_{AS} modsvarer eftergiveligheden af serieforbindelsen af $1/sC_{AS}$ og $1/sC_{AB}$ og det er den samme resonans som for det lukkede kabinet. Den anden er en parallelresonans mellem massen af porten sM_{AP} og kabinetts eftergivelighed $1/sC_{AB}$.

2.9.3 Passiv slave

For en passiv slave skal $1/sC_{AB}$ parallelforbindes med slavens impedans $sM_{AP} + 1/sC_{AP} + R_{AP}$ der er specifiseret ved valget af slaven som den mekaniske masse M_{MP} , eftergivelighed C_{MP} og tab R_{MP} som omregnes til akustiske komponenter ved arealet af slavens membran S_P .

Passiv slave:

$$q_F = \frac{F_A}{Z} = \frac{\frac{S_D U_G}{R_E Bl}}{R_{AE} + sM_{AS} + \frac{1}{sC_{AS}} + R_{AS} + \frac{1}{sC_{AB} + \frac{1}{sM_{AP} + \frac{1}{sC_{AP}} + R_{AP}}}} \quad \text{hvor} \quad C_{AB} = \frac{V_B}{\rho_0 c^2}$$

$$q_P = -\frac{\frac{1}{sC_{AB}}}{\frac{1}{sC_{AB}} + sM_{AP} + \frac{1}{sC_{AP}} + R_{AP}} q_F \quad M_{AP} = \frac{M_{MP}}{S_P^2}$$

$$C_{AP} = C_{MP} S_P^2 \quad R_{AP} = \frac{R_{MP}}{S_P^2}$$

Der dannes et nyt sæt af resonanser hvor højttalerens resonans i kabinetet suppleres med en resonans i stedet med porten i basreflex og dertil slavens egenresonans der danner et nulpunkt i overføringsfunktionen hvor lydtrykket i teorien falder til nul. De mekaniske tab i blandt andet slaven reducerer dykkets amplitude, men lydtrykket er så lavt at det ikke har praktisk betydning. Man må derfor konstatere at slave bassen har en nedre grænsefrekvens et sted mellem slavens frie resonans og højttalerens frie resonans.

2.9.4 Lydtryk

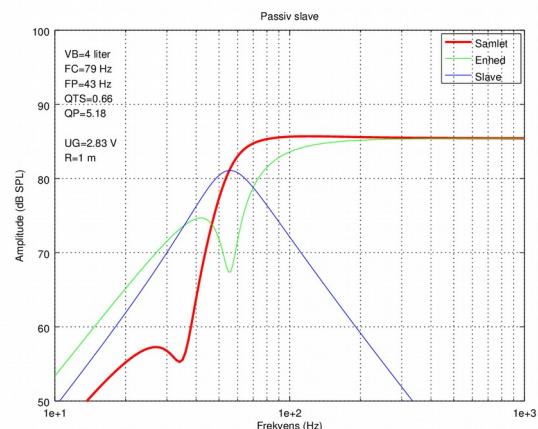
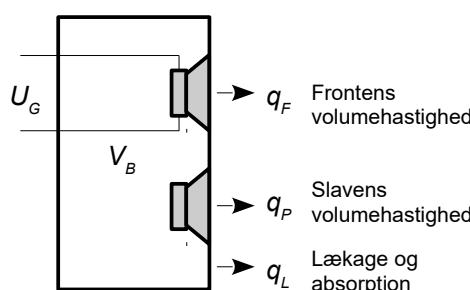
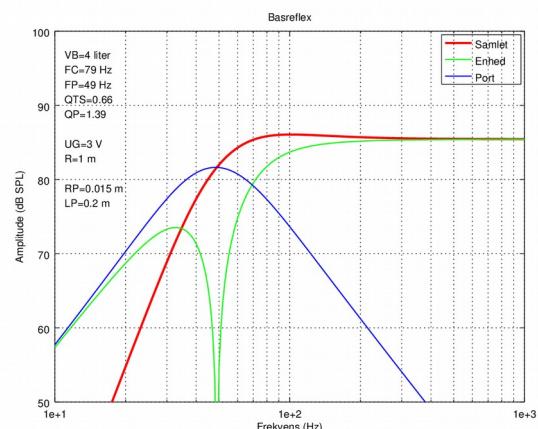
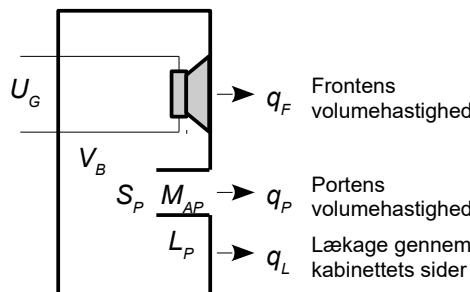
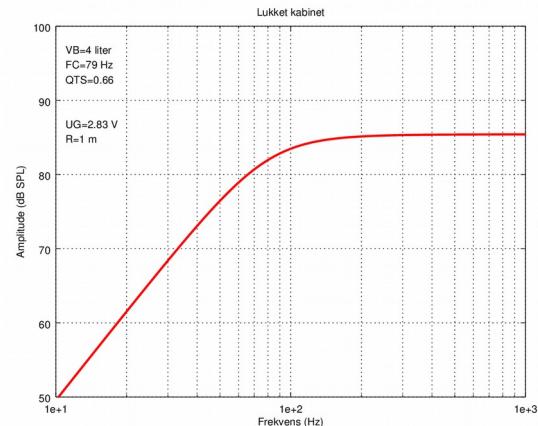
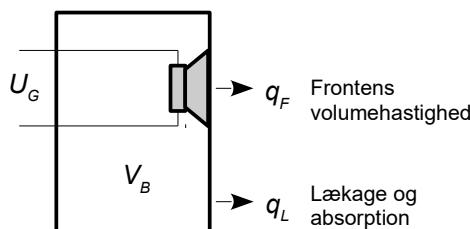
Modellerne benyttes for beregning af lydtrykket L i afstanden r fra højttaleren ved brug af den viste formel for omregning fra volumestrøm til lydtryk. Spændingskilden indstilles almindeligvis til 2,83 V som giver 1 W i en modstand på 8Ω og er sammen med afstanden 1 m til målepunktet standard testprocedure for højttalere. Frekvensen f indgår i udtrykkene da koblingen til rummet er funktion af frekvensen for $ka < 1$ som vist side 109. Det er også grunden til den øvre grænse for modellen ved 500 Hz for mindre højttalere.

$$L = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\rho f (q_F + q_P)}{p_{REF}} \right) \text{ dB SPL} \quad \text{hvor}$$
$$\begin{aligned} U_G &= 2,83 \text{ V} \\ \rho &= 1,18 \text{ kg/m}^3 \\ r &= 1 \text{ m} \\ p_{REF} &= 20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \end{aligned}$$

Herunder vises eksempler på kørsel af programmet for PC Højttalerens enhed monteret i de tre typer af kabinetter der er behandlet i de foregående afsnit.

2 Højttaleren

Kabinetet er indstillet til 4 liter for alle kabinetter så eneste ændring er at basreflex inkluderer en port som sætter resonansen til det samme som højttalerenheden (50 Hz) og for en passiv slave er den ekstra enhed af samme type som højttaleren, men membranen er gjort dobbelt så tung for at placere nulpunktet ved 35 Hz. Den røde kurve viser det resulterende lydtryk, den grønne kurve er lydtrykket fra højttalerenheden og den blå kurve viser hvor meget port/slave står for.



Figur 2.46 – Beregning af frekvensresponsen for PC Højttaleren i et kabinet på 4 liter. Øverst som lukket kabinet, i midten med en port afstemt til 50 Hz og nederst med en slave der har dobbelt så stor masse som for højttalerenheden. Der er set bort fra tab fra lækage og absorption.

2.9.5 Software

```
% Loudspeaker cabinet simulator
clear all

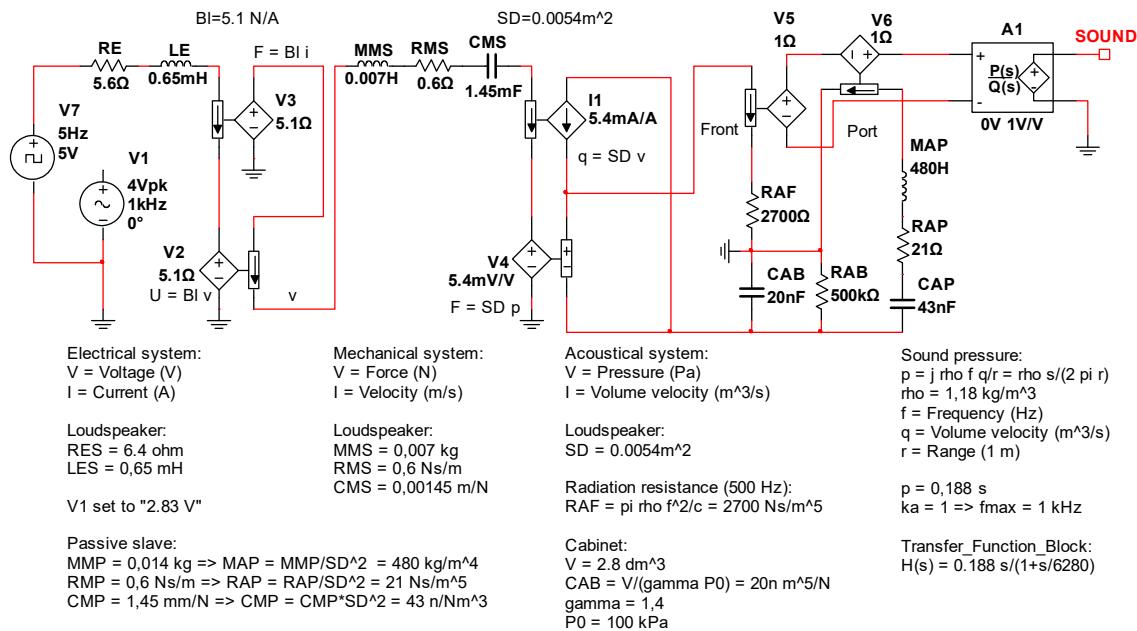
rho=1.18; % Air mass density (kg/m3).
c=345; % Speed of sound (m/s).
pREF=20e-6; % Reference sound pressure (Pa).
UG=2.83; % Voltage across terminals (V).
f=10:1000; % Frequency scale (Hz).
s=j*2*pi*f; % Laplace operator (rad/s).

% Loudspeaker parameters.
RE=5.6; % Coil DC resistance (ohm).
LE=0.65e-3; % Coil self-inductance (H).
BL=5.1; % Force factor (N/A).
MMS=0.007; % Diaphragm mass (kg).
CMS=1.45e-3; % Suspension compliance (m/N).
RMS=0.6; % Mechanical losses (Ns/m).
SD=0.0054; % Diaphragm area (m2).

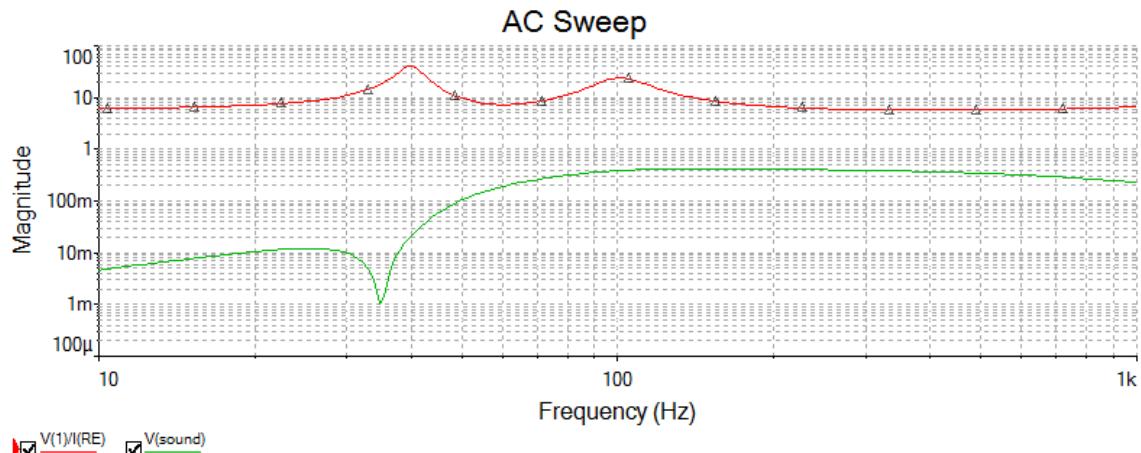
switch 3
case {1}
    select='Lukket kabinet';
    VB=4.0e-3; % Cabinet volume (m3).
    R=1; % Monitoring distance (m).
    FA=(BL*UG/(RE*SD)); % Acoustical force.
    CAB=VB/((rho*c^2)); % Box compliance.
    RAE=(BL)^2/(RE*SD^2); % Electrical DC resistance.
    MAS=MMS/(SD^2); % Driver moving mass.
    CAS=CMS*SD^2; % Driver compliance.
    RAS=RMS/SD^2; % Driver mechanical loss.
    RAL=10e4; % Cabinet losses (Ns/m5).
    qF=FA./(RAE+s*MAS+1./((s*CAS)+RAS+1./((s*CAB)));
    pF=rho*s.*qF/(2*pi*R); % Volume velocity (m3/s).
    LT=20*log10(abs(pF)/pREF); % Sound pressure (dB SPL).
    semilogx(f,LT,'-r','LineWidth',2)
    CMB=VB/((rho*c^2)*SD^2);
    CRES=CMS*CMB/(CMS+CMB);
    FC=1/(2*pi*sqrt(MMS*CRES));
    QTS=sqrt(MMS/CRES)/(BL^2/RE+RMS);
    text(11,97, ['VB=' num2str(1000*VB) ' liter']);
    text(11,95, ['FC=' num2str(round(FC)) ' Hz']);
    text(11,93, ['FP=' num2str(round(FP)) ' Hz']);
    text(11,91, ['QTS=' num2str(round(100*QTS)/100)]);
    text(11,89, ['OP=' num2str(round(100*OP)/100)]);
    text(11,85, ['UG=' num2str(round(100*UG)/100) ' V']);
    text(11,83, ['R=' num2str(round(R)) ' m']);
    text(11,79, ['RP=' num2str(RP) ' m']);
    text(11,77, ['LP=' num2str(LX) ' m']);
%
case {3}
    select='Passiv slave';
    VB=4.0e-3; % Cabinet volume (m3).
    R=1; % Monitoring distance (m).
    FA=(BL*UG/(RE*SD)); % Acoustical force.
    CAB=VB/((rho*c^2)); % Box compliance.
    RAE=(BL)^2/(RE*SD^2); % Electrical DC resistance.
    MMP=2*MMS; % Slave moving mass (kg).
    CMP=CMS; % Slave compliance (m/N).
    RMP=RMS; % Slave mechanical loss (Ns/m).
    SP=SD; % Slave area (m2).
    MAS=MMS/SP^2; % Driver moving mass.
    CAS=CMS*SP^2; % Driver compliance.
    RAS=RMS/SP^2; % Driver mechanical loss.
    MAP=MMP/SP^2; % Port moving mass.
    CAP=CMP*SP^2; % Port suspension compliance.
    RAP=RMP/SP^2; % Port mechanical loss.
    qF=FA./(RAE+s*MAS+1./((s*CAS)+RAS+1./((s*CAB)+1./((s*MAP)+1./((s*CAP)+RAP))));
    qp=qF.*((1./((s*CAB))./(1./((s*CAB)+s*MAP+1./((s*CAP)+RAP));
    pT=rho*s.*qp/(2*pi*R); % Total volume velocity (m3/s).
    pF=rho*s.*qF/(2*pi*R); % Driver volume velocity (m3/s).
    pP=rho*s.*qP/(2*pi*R); % Port volume velocity (m3/s).
    LT=20*log10(abs(pT)/pREF); % Total sound pressure (dB).
    LF=20*log10(abs(pF)/pREF); % Driver sound pressure (dB).
    LP=20*log10(abs(pP)/pREF); % Slave sound pressure (dB).
    semilogx(f,LT,'-r','LineWidth',2, ...
        f,LF,'-g', ...
        f,LP,'-b')
    legend('Samlet','Enhed','Port')
    text(11,97, ['VB=' num2str(1000*VB) ' liter']);
    CMB=VB/((rho*c^2)*SD^2);
    CRES=CMS*CMB/(CMS+CMB);
    FC=1/(2*pi*sqrt(MMS*CRES));
    FP=1/(2*pi*sqrt(MAP*CAB));
    QTS=sqrt(MMS/CRES)/(BL^2/RE+RMS);
    QP=(1/RAP)*sqrt(MAP/CAP);
    text(11,95, ['FC=' num2str(round(FC)) ' Hz']);
    text(11,93, ['FP=' num2str(round(FP)) ' Hz']);
    text(11,91, ['QTS=' num2str(round(100*QTS)/100)]);
    text(11,89, ['OP=' num2str(round(100*OP)/100)]);
    text(11,85, ['UG=' num2str(round(100*UG)/100) ' V']);
    text(11,83, ['R=' num2str(round(100*R)/100) ' m']);
end
title(select)
xlabel('Frekvens (Hz)')
ylabel('Amplitude (dB SPL)')
axis([10 1000 50 100])
grid on
```

2.9.6 Multisim

Den passive slave er herunder opbygget i Multisim for sammenligning med den beregnede frekvensrespons.



AC responsen minder om den beregnede, men -3 dB grænsefrekvensen er 65 Hz.

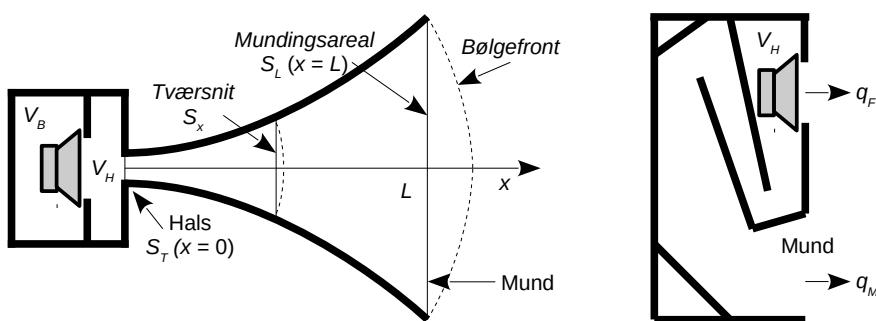


Stepresponsen er cirka 30 ms om at dø ud.

2.10 Hornhøjttaler

Almindeligvis stråler en højttaler direkte ud i lytterummet og frekvensresponsen er funktion af den impedans som rummet belaster højttaleren med. Lytterummets impedans er generelt lav og hvis højttaleren modelleres som en strømkilde forstås at det giver en lav afsat effekt og dermed at den har en lav virkningsgrad (se også kommentaren side 40). Hornet belaster højttaleren med en høj impedans som forbedrer effektoverførslen til lytterummet og samtidigt reduceres følsomheden for lytterummets varierende impedans fra de stående bølger mellem rummets parallelle flader.

Professionelle PA systemer benytter ikke hornhøjttalere til basgengivelse da den fysiske størrelse er en forhindring. I stedet opstilles meterhøje tårne med et stort antal kabinetter hvor indbyggede effektforstærkere og en DSP varetager frekvensdeling og beskyttelse mod overlast. Det er en ret kostbar, men fleksibel løsning. Mellentone- og diskanthorn benyttes dog professionelt for kontrol over lydudstrålingen.



Figur 2.47 – En hornhøjttaler består af en tragt som nedtransformerer højttalerens høje impedans i retning af den lavere impedans i lytterummet. Forløbet beskrives ved arealet af tværsnittet S_x i afstanden x fra halsen. De to voluminer matcher højttalerens impedans til hornet (V_B) og afskærer højttaleren over en given frekvens (V_H). Lyden starter som en plan bølge og ændres gradvist imod en sfærisk bølgedebredelse. Til højre vises et baglaget foldehorn hvor tragten er foldet for at fyldte mindre. Højttaleren gengiver de højere frekvenser direkte fra dens front og bassen fra bagsiden.

Design af bashorn er i dag mest en hobbybeskæftigelse. Lydgengivelsen fra et bashorn har sin egen karakter som deler folk i elskere og hadere. Der er en overbevisende kraft og præcision i bassen ved de større horn, men frekvensresponsen bliver ujævn da der må indgås et kompromis med hensyn til hvor stort et horn der kan findes plads til i et beboelsesrum.

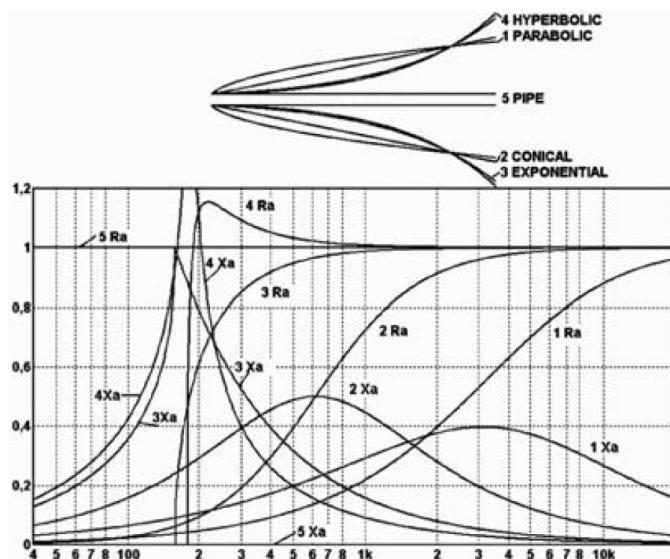
Litteraturen og internettet stiller et righoldigt udvalg af formler til rådighed for design af bashorn og der skrives vidt og bredt om de indhøstede erfaringer fra selvbyggeprojekter. Informationen er godt krydret med ubegrundede påstande, men jeg vil alligevel opfordre til at studere materialet.

En hornhøjttaler kan arbejde over et frekvensområde på tre til fire oktaver så det er ikke muligt at dække hele det hørbare område med en enkelt hornhøjttaler. Det leder til et behov for at krydse over til andre lydgivere på samme måde som ved almindelige højttalere i et kabinet. Hornets lave ende defineres af arealudvidelsen og hornmundingens størrelse og den høje ende begrænses af højttalerens kobling til hornet. Ved begge grænsefrekvenser opstår der refleksioner og stående bølger som påvirker frekvensresponsen og ved høje frekvenser koncentreres lyden på aksen så der sendes mindre lyd ud til siderne og det påvirker også den subjektive opfattelse af lyden.

Jeg har valgt at koncentrere omtalen til nogle få horntyper. Det koniske horn er især interessant for dets kontrol over lydspredningen. De eksponentielle og hyperbolske horn er populære på grund af en rimelig frekvensrespons i bassen. De opbygges som regel ved en kæde af korte koniske horn der udskæres af plane spånplader som MDF. Jeg vil give en kort omtale af metoder for tilpasning af hornets impedans til højttalerenhed og lytterum samt introducere den mekanisme der giver harmonisk forvrængning.

2.10.1 Akustisk impedans

For at opnå en god virkningsgrad skal hornet belaste højttalerens membran med en høj impedans i det aktive frekvensområde og det illustreres herunder for et udvalg af horntyper. For at kunne se bort fra refleksionen fra hornmundingen er alle horn uendeligt lange. Kurverne er derfor beregnede og ikke måledata. Det teoretiske materiale baseres på Websters hornligning der udmaørker sig ved at kunne løses analytisk, men det forudsættes at lyden udbredes som plane bølger hvor en sfærisk udbredelse var mere sandsynlig. Løsningerne er derfor kun approksimationer.



Salmons hornfamilie:

$$\text{Konisk} \quad S_x = (1+mx)^2 S_T$$

$$\text{Eksponentielt} \quad S_x = (\exp(mx))^2 S_T$$

$$T = 1$$

$$\text{Hyperbolsk} \quad S_x = (\cosh(mx) + T \sinh(mx))^2 S_T \quad 0 < T < 1$$

$$\text{Konstant} \quad m = \frac{2\pi f_C}{c} \quad f_C = \text{Cut off}$$

$$S_x \quad \text{Arealet i afstanden } x \text{ fra halsen}$$

$$S_T \quad \text{Arealet ved halsen (hornets start)}$$

Horns impedans:

$$R_{AT} \approx \frac{\rho_0 c}{S_T} \quad f > f_C$$

$$\text{hvor} \quad T = 1$$

$$M_{AT} \approx \frac{\rho_0 c}{2\pi f_C S_T} \quad c = 345 \text{ m/s}$$

$$\rho_0 = 1,2 \text{ kg/m}^3$$

Figur 2.48 – Akustisk impedans ved mundingen [BK1-3] og hornformer [WML-147 og LLB-270].
Hornets grænsefrekvens (cut off) angives til 200 Hz, men findes ved maksimum for den imaginære del til cirka $f_C = 180$ Hz. Det hyperboliske horns impedans vises for parameteren $T = 0,5$.

Grænsefrekvensen er den frekvens hvorunder impedansens realdel R_A er meget lav eller nul. X_a er den imaginære del der kun udgør et massetillæg og ikke bidrager med et akustisk signal. Der er ingen støtte for højttaleren ved lavere frekvenser så den arbejder som ved et almindeligt kabinet. Det betyder at konstruktionen kan gengive lyd under hornets grænsefrekvens.

Et uendelig langt rør (5 Ra) giver en konstant impedans på $R_A = \rho_0 c / S_T$ hvor $\rho_0 c = 410 \text{ Pa s/m}$ er luftens karakteristiske impedans og S_T er arealet af hornets hals (*throat*). Lyden udbredes som en plan bølge (se side Error: Reference source not found), men den kommer aldrig ud af røret så det benyttes kun som en reference for de øvrige horntyper. Et langt og dæmpet rør benyttes dog for måling på horndrivere.

Det paraboliske horn udvikler arealet lineært og impedansen (1 Ra) vokser langsomt og når 30 % af det uendeligt lange rør tre oktaver over grænsefrekvensen. Det svarer til -10 dB og illustrerer hvor lidt det paraboliske horn giver og det er derfor udeladt fra illustrationens former.

Det koniske horns impedans (2 Ra) når op på 30 % af impedansen for det uendeligt lange rør en oktav over grænsefrekvensen og er et bud på et simpelt horn der er velegnet for mellemtone, men næppe for basgengivelse hvor det gælder om at flytte mest mulig luft ned til grænsefrekvensen.

De eksponentielle og hyperboliske horn (3 Ra og 4 Ra) er hurtigt oppe på en høj impedans og er gode bud på bashorn. Jeg vil ikke tillægge forskellen mellem de to horn en større betydning for impedansens vertikale akse er lineær så forskellen i impedans er kun nogle få decibel i området ved grænsefrekvensen. Det hyperboliske horn giver mulighed for at hæve lydtrykket mod en lidt langsommere udvidelse i starten så det bliver længere end det tilsvarende eksponentielle horn.

2.10.2 Lave grænsefrekvens

Parameteren m kaldes for udvidelseskoefficienten (*flare constant*) og definerer hornets lave grænsefrekvens f_c (*cut-off frequency*). Under grænsefrekvensen giver hornet ingen støtte til højttaleren, men som nævnt kan der godt være et akustisk signal fra højttaleren.



Figur 2.49 – Eksempler på hornhøjtalere (Creation Audio og et af forfatterens selvbyg).

De hyperboliske horn inkluderer en parameter T som tillader justering af impedansens forløb i den lave ende. For $T = 1$ kan de hyperboliske funktioner slås sammen til en eksponentialfunktion der nok er den mest citerede formel for selvbyg af bashorn og arealets udvikling vises herunder med kvadreringen skrevet som faktor 2 til konstanten m . [WML-147...149 og JD].

$$S_x = S_T \exp(2mx), \quad m = \frac{2\pi f_c}{c}$$

For grænsefrekvensen $f_c = 50$ Hz beregnes $m = 0,92 \text{ m}^{-1}$ så arealet fordobles for hver 0,37 m.

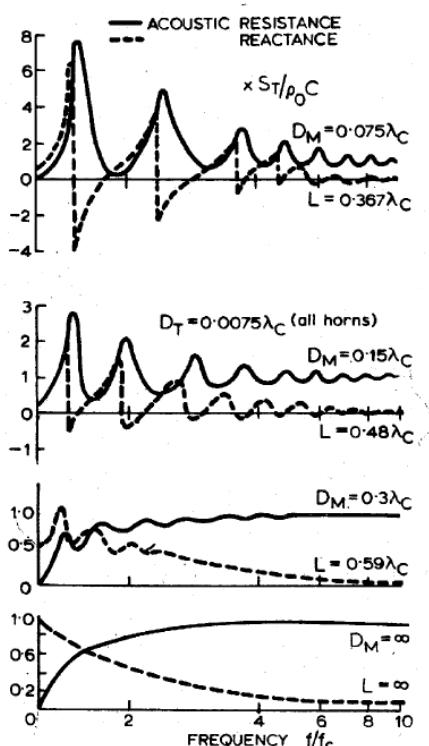
Det hyperboliske horn med $T < 1$ nævnes ofte på internettet, men jeg vil være forsiktig med at tro for meget på de angivne fordele. Alt hvad jeg har set tager udgangspunkt i en naiv forståelse af plottet over impedansens forløb og en manglende forståelse for betydningen af refleksionerne fra rummets store flader. Ved grænsefrekvensen er impedansen på 50 % for begge horn ($T = 0,5$) så lydtrykket er kun -6 dB fra det vandrette forløb og hornene er indenfor ± 2 dB allerede en halv oktav over grænsefrekvensen. En afkortning af hornet giver refleksioner fra hornmundingen og interferensen mellem de to modsatrettede bølger i hornet kan let nå op på ± 6 dB i den første oktav (se senere). Forskellen mellem de to horntyper er derfor marginal og selv om der måske kan måles en forskel i laboratoriet så tvivler jeg på at forskellen kan høres i lytterummet.

2.10.3 Interferens fra refleksioner

Forudsætningen for at benytte formlerne er at bølgefronten ikke reflekteres fra hornets munding og løber tilbage gennem hornet hvor der skabes interferens med den fremadskridende bølgefront. Refleksionen er ikke betydelig hvis omkredsen af mundingen er større end bølgelængden ved den laveste frekvens som hornet skal gengive. Kravet bør overholdes ved mellemtone og diskant, men det leder til meget store bashorn. Det er da heller ikke opfyldt for de konstruktioner jeg har set gengivet i litteraturen og på internettet eller for de bashorn jeg selv har bygget. [JD]

Herunder vises impedansen for horn hvor kravet til mundingens størrelse ikke er opfyldt. Længden L , diameteren D_T af halsen og D_M af mundingen angives som brøkdele af bølgelængden $\lambda = c/f$ hvor c er lydens hastighed på cirka 343 m/s. Grænsefrekvensen er åbenlyst omkring 800 Hz hvor bølgelængden er 430 mm så diameteren af halsen er $D_T = 3$ mm for alle de viste horn.

Den øverste figur er for et horn med en diameter af munden på 32 mm der svarer omrent til dimensionerne for en sopransax selv om hornet er en hel del kortere. Resultatet minder da også mest om et musikinstrument med høj impedans ved første, tredje, femte harmoniske og så videre. Lydtrykket svinger mere end ± 15 dB overfor referenceniveauet og vil give en meget kraftig farvning af lyden. For det næstøverste horn er mundenes diameter på 65 mm og interferenserne er lidt under ± 10 dB. Det virker voldsomt, men hørelsen er ikke præcis ved lave frekvenser så det vil kunne tolereres i et bashorn. Det skyldes ikke mindst at bastoner nok så meget opfattes gennem de harmoniske overtoner. For det næstnederste horn er diameteren på 130 mm og variationen er reduceret til en enkelt top på 4 dB under impedansen ved højere frekvenser og de øvrige uregelmæssigheder er reduceret til ± 1 dB.



Figur 2.50 – Impedansens variation ved afkortning af et horn hvor D_T er diameteren af halsen og D_M er diameteren af munden. (JD, fra Olson).

Ved grænsefrekvensen $f_c = 50$ Hz skal hornets munding mindst have en diameter på $D_M = 2,2$ m.
Placering i et hjørne reducerer kravet til 0,65 m og ved kvadratisk munding bliver siden på 0,7 m.

Resultatet kan tolkes som at grænsen ligger ved en diameter på $0,3 \lambda$. For et horn med 50 Hz grænsefrekvens svarer det til en diameter på 2 m i god overensstemmelse med ovenstående krav om en omkreds svarende til bølgelængden ved den laveste frekvens.

For at tackle problemet udnyttes det at mundenes areal kan reduceres ved at placere hornet nær ved reflekterende flader. De skal være meget større end bølgelængden ved grænsefrekvensen så det gælder primært for et lytterums gulv og vægge. Refleksionen fra den nærmeste flade virker som et akustisk spejl der forøger arealet og ved placering i et hjørne kan arealet reduceres med faktor otte svarende til cirka en tredjedel af hornets ideelle diameter. Ved grænsefrekvensen 50 Hz og placering i et hjørne kan arealet af hornets munding reduceres fra $3,8 \text{ m}^2$ til $0,5 \text{ m}^2$ der dog stadigvæk giver et ret stort horn for med en kvadratisk munding bliver det 0,7 m gange 0,7 m.

For ikke-cirkulære horn skal arealet af hornets munding være det samme som arealet af en cirkel med diameteren D_M . Formen af arealet er uden større betydning blot den ikke er alt for ekstrem.

Hornmundingens diameter:

$$O_M > \lambda_C = \frac{c}{f_C} \Rightarrow D_M > \frac{c}{\pi f_C}$$

$$O_M = \pi D_M$$

Diameter ved placering i lytterum:

$$\begin{aligned} D_M^{\text{Frit}} &= D_M \\ D_M^{\text{Gulv}} &= 0,7 \cdot D_M \\ D_M^{\text{Kant}} &= 0,5 \cdot D_M \\ D_M^{\text{Hjørne}} &= 0,35 \cdot D_M \end{aligned}$$

Kvadratisk munding med siden B :

$$B^2 = \pi \left(\frac{D_M}{2} \right)^2 \Rightarrow B = 0,9 \cdot D_M^{\text{Placering}}$$

Horns længde:

$$\begin{aligned} S_L &= S_T \exp(2mL) \Rightarrow \\ L &= \frac{1}{2m} \ln \left(\frac{S_L}{S_T} \right) \end{aligned}$$

2.10.4 Høje grænsefrekvens

Den høje grænsefrekvens defineres af svært kontrollerbare størrelser som uens vejlængde fra dele af højttalerens membran til halsen, diffraktion ved foldning af de store horn og stående bølger på tværs af hornmundingen der optager energi uden at bidrage med et akustisk udgangssignal. Dertil kommer et første ordens lavpasfilter dannet af det uundgåelige volumen V_H mellem højttalerens membran og hornets start. [JD]

$$V_H = \frac{c S_T}{2\pi f_H}$$

For en typisk bashøjttaler med radius $R = 100$ mm er membranens areal $S_T = \pi R^2 = 31 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$. Et horn med samme halsareal afskæres ved 500 Hz hvis voluminet mellem højttaler og horn er $V_H = 3,5 \text{ dm}^3$.

Formlen skal ikke tillægges alt for stor betydning for usikkerheden kan forventes at svare til den medsvingende luft ved enden af et rør med samme diameter som hornets hals (se side 103). Det giver en usikkerhed på voluminet til $\Delta V_H = 0,33 \cdot D_M^3$ som med eksemplets data er på $2,6 \text{ dm}^3$ og dermed kun lidt fra det beregnede volumen for at opnå en filtrering af lyden.

Dertil kommer problemerne med at overbevise luften om hvor grænsen går mellem voluminet V_H og hornets hals. Hvis ΔV_H regnes for den mindst mulige luftpude vil den høje grænsefrekvens i eksemplet bliver på 750 Hz og med en lave grænsefrekvens på 50 Hz svarer det til lidt under fire oktaver fra f_L og op til f_H .

2.10.5 Forvrængning

Membranen arbejder imod en høj impedans fra hornets hals så der kan være store trykvariationer i hornets start. Der udveksles ikke termisk energi mellem over- og undertryk (adiabatisk proces) ved de hørbare frekvenser så relationen mellem tryk og volumen er med $pV^{1,4} = \text{konstant}$ ikke en lineær proces og det giver harmonisk forvrængning. Problemet er størst ved lille areal af hornets hals og en langsom udvidelse af arealet. Det gælder derfor specielt for de hyperbolske horn hvor arealet næsten ikke ændres i den første del af hornet.

En del af forvrængningen skyldes at membranens bevægelse også påvirkes af det varierende tryk så bevægelsen bliver asymmetrisk. Det hævdes at kunne kompenseres ved at montere bagsiden af højttaleren i et lukket kabinet V_B . Hornproducenten Klipsch angiver et optimalt volumen som beregnet herunder. [JD]

$$V_B = \frac{c S_T}{2\pi f_C}$$

Med samme areal af hornets hals som ovenfor og en grænsefrekvens på $f_C = 50$ Hz bliver dette kammers volumen på $V_B = 34 \text{ dm}^3$ der er af en ganske påen størrelse.

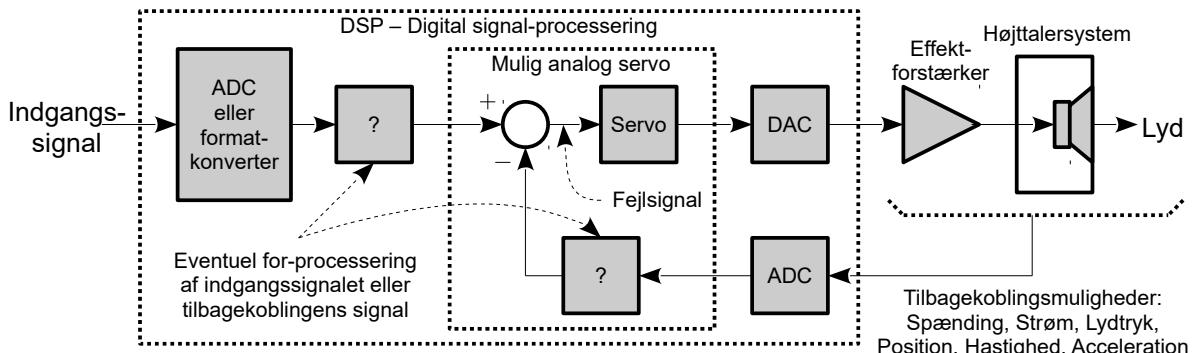
Voluminet har i tilgift den funktion at påvirke membranen med en reaktiv impedans der modsvarer belastningen fra hornet. Der er derfor tale om en slags impedanstilpasning, men det skal nok ikke tillægges for stor betydning. Membranen belastes af voluminets fjedervirkning ved lave frekvenser så bevægelsen begrænses og det reducerer den mekaniske belastning af højttaleren. Isolationen af bagsidens udstråling betyder også at højttaleren ved signalmateriale under grænsefrekvensen kan præstere et output som ved et lukket kabinet og uden akustisk kortslutning. Jeg har selv god erfaring med et sådan kammer, men rapporter fra hornentusiaster antyder at lyden fra hornet vil miste noget af sin realisme. Det er nok en smagssag. [JD]

2.11 Aktiv korrektion

Hovedparten af højttalersystemer er blot passive omsættere af den tilførte effekt til akustisk effekt. Effektforstærkerens spændingsamplitude antages at resultere i en dermed proportionelt amplitude af lydtrykket, men der foretages intet for at sikre at det sker. Denne passive tankegang kan undre for det er især ved omsætningen af effekt mellem de forskellige systemer at problemer opstår.

I ældre dage var det problematisk at afspille en grammofonplade hvor en nål mekanisk skulle følge de små variationer i en rille og omsætte det til et elektrisk signal. Grammofonpladen er i dag erstattet af de digitale medier hvor den harmoniske forvrængning kan holdes lav hvis det ellers er formålet med systemet. Den harmoniske forvrængning i forstærkeren kan holdes lav ved tilbagekobling hvor et forstærkningsoverskud benyttes til at kompensere for fejl. I en passiv højttaler er den opnåede harmoniske forvrængning givet af højttalerens konstruktion og af kabinetts design, men der er ingen aktiv reduktionsmulighed.

Højttaleren kan godt indpasses i denne tankegang, men det er sjældent at det sker. Digital signalbehandling er ganske vist udbredt ved PA systemer, hvor en DSP anvendes for at korrigere på frekvensresponsen og beskytte højttalerenheden mod overbelastning, men det er først i dag at DSP og integrerede effektforstærkere finder sin vej til hjemmets højttalere. De er hjulpet på vej af de små PC højttalere med indbygget analoge forstærkere. De er billig og lette at indpasse i et møblelement og den faldende pris på DSP og klasse D effektforstærker lover godt for fremtiden.



Figur 2.51 – Lydtrykket fra en højttaler kan korrigeres for variation i lydtryk med frekvensen eller for en ikke-lineær overføringsfunktion gennem brug af en servo.

Højttalerens ikke-lineære komponenter består især af kraftfaktoren B/I og fjedervirkningen C_{MS} fra styrene samt i mindre omfang svingspolens selvinduktion L_E der alle er funktion af svingspolens afstand fra ligevegt. Det betyder at kraften på svingspole og membran er en ikke-lineær funktion af den øjeblikkelige position. Et kraftigt bassignal vil derfor give harmonisk forvrængning af selve bassignalet og den vil generere i interferens med andre signaler idet deres amplitude moduleres af bassignalet. Det giver en meget hørbar dannelse af sum- og differenssignaler.

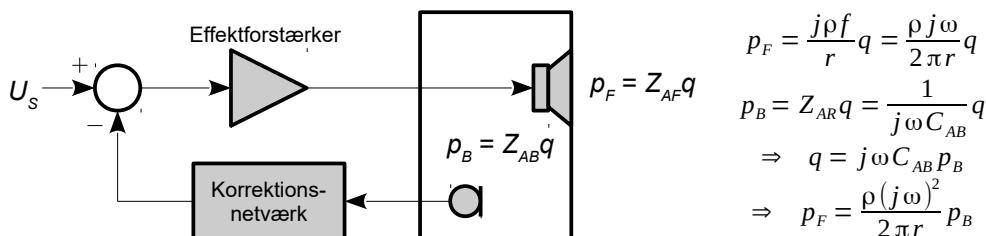
$$\text{Lineært: } p \propto a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} \Rightarrow p \propto a = j\omega v = -\omega^2 x$$

$$\text{Ikke-lineært: } F = Ma \Rightarrow a(x) = \frac{F(x)}{M} = \frac{Bl(x)i}{M}$$

En mulig platform for korrektion af højttalerens fejl er at benytte en servo for at tvinge membranen til den ønskede position x , hastighed v eller acceleration a som funktion af indgangssignalet. Det fungerer bedst i højttalerens stempelområde ($0 < ka < 1$), men man bør ikke sætte ambitionen for højt for med en servo inde i kæden vil fasedrejning let føre til stabilitetsproblemer. En nedre grænsefrekvens på 100 Hz er et rimeligt mål og det begrænser typisk anvendelsesområdet til en subwoofer, men det er også her der er mest at hente ved reduktion af forvrængning og en udvidelse af frekvensområdet nedad (se også side 76).

2.11.1 Måling af membranens position

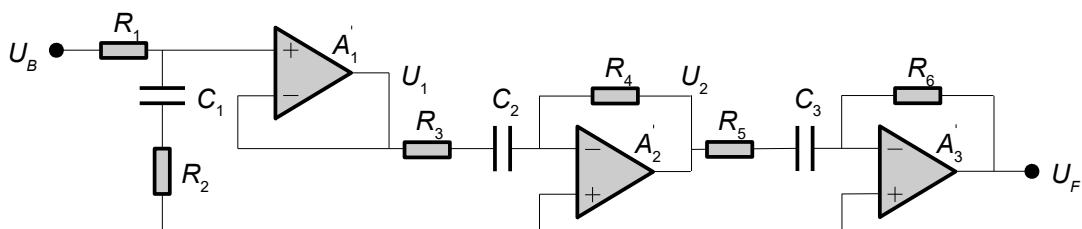
Lufttrykket i kabinetts volumen varierer omtrent lineært med membranens bevægelser. Signalet fra mikrofonen skal differentieres to gange for at repræsentere en acceleration og dermed lydtryk. Det følgende eksempel er hentet fra en artikel af Small om måling af en højttalers respons ved lave frekvenser og uden brug af et lyddødt rum, men bør kunne bruges i forbindelse med en servo. Princippet kan anvendes med både lukket kabinet og basreflex.³⁷



Figur 2.52 – Lydtrykket inde i højttalerens kabinet er proportionalt med membranens bevægelse og kan omsættes til at repræsentere lydtrykket ved to gange differentiation.

Volumehastigheden q flyder gennem strålingsimpedanserne Z_{AF} og Z_{AB} for både for- og bagside af højttalerens membran (se side 51). Lydtrykket i afstanden r fra forsiden er proportional med frekvensen hvorimod bagsidens strålingsimpedans er domineret af kabinetts volumen ved $1/j\omega C_{AB}$, så lydtrykket inde i kabinetet er omvendt proportional med frekvensen. Relationen for lydtrykket ved forsiden p_F er givet af lydtrykket i kabinetet p_B og kræver at der differentieres to gange.

I den oprindelige artikel foreslås anvendelse af kredsløbet vist herunder hvor de to differentierende kredsløb er opbygget over A_2 og A_3 . Modellen kan umiddelbart bruges op til 50 Hz mens 200 Hz er mulig ved tilpasning af netværket efter den medsvingende luftmasses afhængighed af frekvensen gennem komponenterne R_1 , R_2 og C_1 hvilket Small kalder *compliance shift*. Han viser i artiklen at man kan estimere den nødvendige korrektion for en stor højttaler i et lille kabinet. En korrektionen er uden betydning for en lille højttalerenhed i et stort kabinet.



Figur 2.53 – Korrektionsfilter for omsætning af det målte lydtryk i kabinetet til en spænding, der er proportional med lydtrykket fra højttalerens forside.

Kondensatorne C_2 og C_3 skal differentiere signalet ($U_2 = -sR_4C_2U_1$ og $U_F = -sR_6C_3U_2$), men da de også indgår som en faktor på signalets amplitude skal deres værdier vælges omhyggeligt ved en servo. Modstanden R_3 kompenserer for tab i kabinetet og R_5 begrænser forstærkningen ved høje frekvenser så støjen holdes nede.

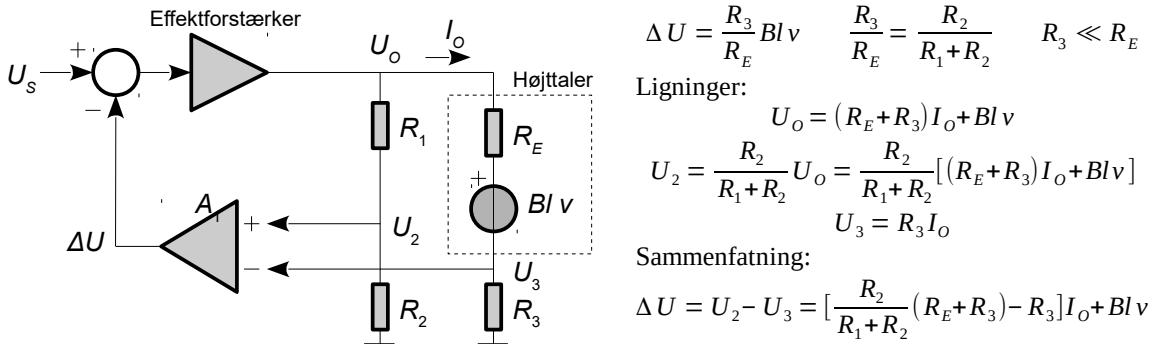
For yderligere information henvises til artiklen der er publiceret i AES samme år.

Jeg er ikke bekendt med om metoden anvendes kommercielt. De billige elekretremikrofoner er vel-egnede til opgaven selv om der må forventes nogen udfordring med ustabilitet på grund af det ret store fasedrej i opstillingen.

³⁷ Richard Small "Simplified Loudspeaker Measurements at Low Frequencies", Proc. IREE 1971.

2.11.2 Måling af membranens hastighed

Højttalerenheder produceres undertiden med to svingspoler. Hvis den ene benyttes til at drive membranen kan den anden rapportere om den opnåede bevægelse. Svingspolens spænding er givet ved Faradays lov som $u = Blv$ med kraftfaktoren Bl og membranens hastighed v .



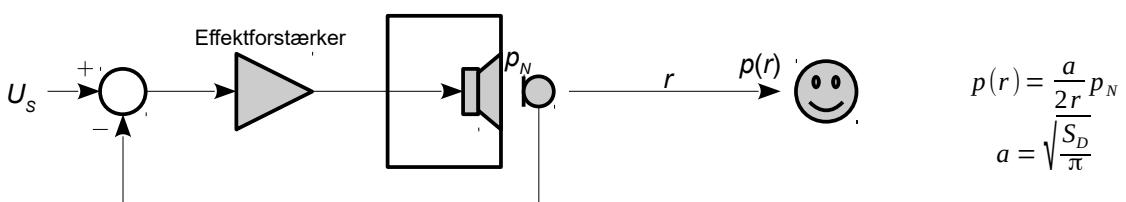
Figur 2.54 – Hastigheden af svingspole og membran kan udledes fra højttalerens respons.

Med en højttaler hvor DC modstanden er $R_E = 6,4 \Omega$ kan der fx designes med $R_1 = 63 \text{ k}\Omega$ for $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$.

Ved almindelige højttalere kan den samme spænding udledes fra højttaleren med et netværk som vist i illustrationen. En instrumentationsforstærker A_1 giver en spændingsværdi der er proportional med $Bl v$ og dermed med hastigheden. For ikke at påvirke den elektriske dæmpning af højttaleren kræves $R_3 < R_E$ med en mulig værdi på $R_3 = 0,1 \Omega$ og den forudsætning benyttes også ved løsning af ligningssystemet. DC modstanden R_E skal kendes med stor præcision for ved $\pm 1\%$ fejl overfor spændingsdeleren vil strømmen i højttaleren give et spændingsbidrag i ΔU på $R_E/100$ gange med udgangsstrømmen I_o og derved kan signalet fra udgangsstrømmen blive dominérende.

2.11.3 Måling af lydtrykket ved membranen

Tæt på højttalerens membran er lydtrykket så højt at det overdører rummets resonanser og anden støj og det er nogenlunde konstant over hele membranens areal uanset afstanden (plan bølge). Metoden gengivet herunder er benytet af Keele for at måle en højttalers frekvensrespons uden brug af et lyddødt rum med den begrænsning at lyden fra enhederne og en eventuel basport skal måles enkeltvis.³⁸



Figur 2.55 – Lydtrykket i højttalerens fjernfelt er direkte proportionelt med lydtrykket i nærfeltet for en højttaler i en uendelig baffel. Metoden inkluderer således ikke diffraktion eller gulvrefleksion.

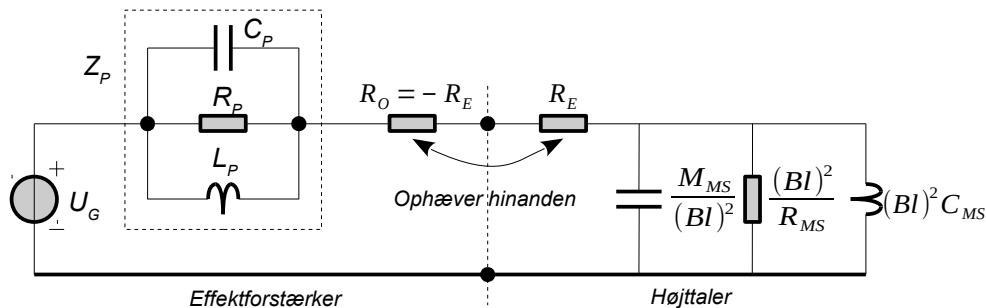
For en fejl under 1 dB skal nærfeltet måles i en afstand på højest en tiendeded af membranens radius samt i nærheden af højttalerens centrum. For en 8 tommer højttaler er $a = 100 \text{ mm}$ så mikrofonen skal maksimalt være 10 mm fra membranens dome. Modellen er anvendelig for $ka < 2$ hvilket er omkring 1 kHz for en typisk 200 mm bas. For at overføre målingen til lyttepositionen i afstanden r skal der korrigeres for radius af enheden eller basporten. Det betyder at hvis bas og diskant leverer det samme lydtryk i $r = 1 \text{ m}$ afstand så vil målingen give et højere lydtryk i nærfeltet fra diskanten på grund af dens mindre radius.

³⁸ D. B. Keele "Low-Frequency Loudspeaker Assessment by Nearfield Sound-Pressure Measurement", JAES, 1973.

2.11.4 Syntetisering af mekaniske parametre

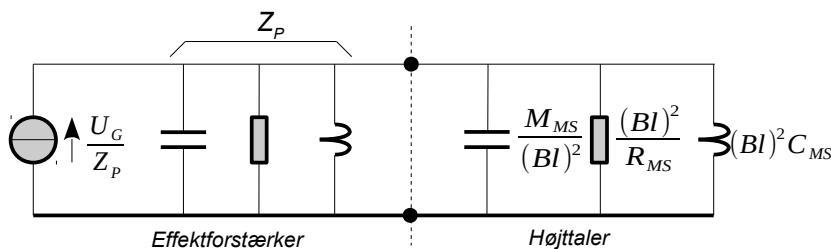
En udvidelse af frekvensområdet nedad og samtidig reduktion af forvrængningen er mulig uden brug af en servo som det vises af af Ståhl i en interessant og velskrevet artikel.³⁹

Ideen er at bringe et LRC-kredsløb i parallel med den elektriske models komponenter for masse, tab og eftergivelighed samt at lade disse komponenter dominere over højttalerens egenskaber. Princippet er begrænset til $ka < 1$ hvilket er rigeligt til eksempelvis en subwoofer. Metoden er beskyttet af et patent fra omkring 1980 som må formodes at være udløbet i dag.⁴⁰



Figur 2.56 – En effektforstærker med en kompleks indre impedans kan øge den bevægelige masse, styre tabene og mindske eftergiveligheden.

Der benyttes en tilbagekobling i effektforstærkeren så udgangsmodstanden bliver lig med $-R_E$ og derved ophæver DC modstanden i svingspolen. Effektforstærkerens udgang driver de mekaniske komponenter via en parallelkredsløb med L_P , R_P og C_P i serie med udgangen. Et Thevenin-Norton ækvivalent tillader at effektforstærkeren opfattes som en strømgenerator med værdien U_G/Z_P og LRC-kredsløbet i parallel over udgangen. LRC-kredsløbet er dermed i parallel med højttalerens parametre i den elektriske model med massen af det bevægelige system M_{MS} , tabskomponenten R_{MS} og eftergiveligheden af styrene C_{MS} der eventuelt kan inkludere et lukket kabinet.



Figur 2.57 – Højttalerens mekaniske parametre kan paralleltforbindes med elektriske parametre, der kan øge den bevægelige masse, øge tabene og mindske eftergiveligheden.

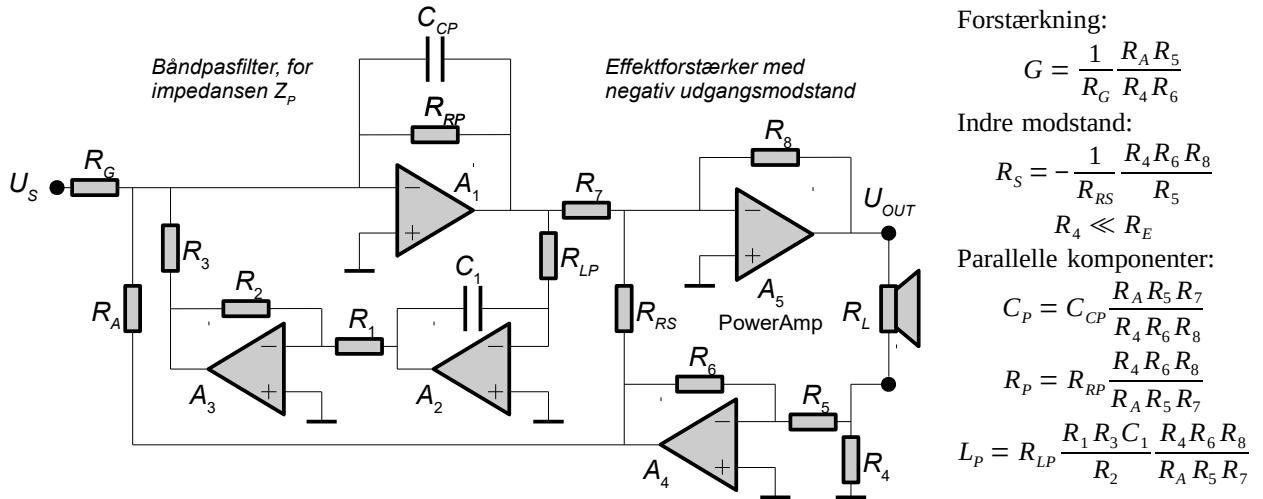
Parallelkredsløbet er ikke hensigtsmæssigt som en serieforbindelse dels på grund af de krævede komponenteværdier, der typisk måles i millifarad og millihenry, og dels fordi seriemodstanden i en spole kan genere funktionen.

Ståhl viser i artiklen at den negative udgangsmodstand kan realiseres ved positiv tilbagekobling og at filtret kan føres frem foran effektforstærkeren hvor det fungerer både som en korrektion af effektforstærkeren og som et parallelnetværk over udgangen. Kredsløbet overraskede da det kom frem i 1978 som en beskrivelse af subwooferen ACE bass fra Audio Pro der satte nye standarder for hvad der kunne opnås med et meget lille kabinet.

39 Karl Erik Ståhl "Synthesis of Loudspeaker Mechanical Parameters by Electrical Means : A New Method for Controlling Low-Frequency Loudspeaker Behaviour", AES, 1978, 1981. Artiklen er også gengivet i det svenske fagblad Radio och Television.

40 Patenter for USA: 4,118,600 og Sverige: 7603585-6

Dagens standard er at lade en DSP varetage den beskrevne signalbehandling inden signalet føres til en effektforstærker, men det er basalt det samme der skal foretages i de digitale filtre.⁴¹

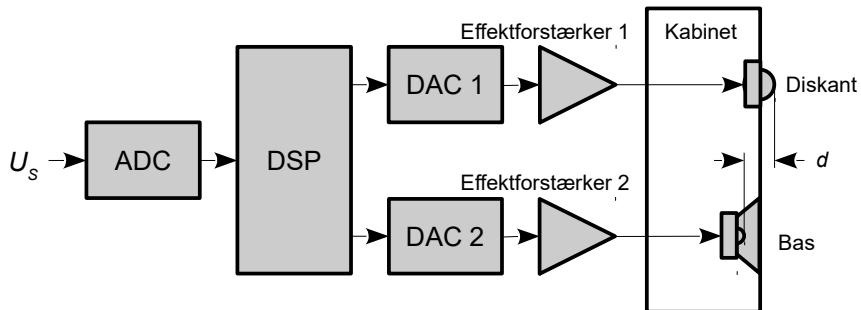


Figur 2.58 – Realisering af kredsløbet for syntesering af højttalerens parametre.

Modstanden R_S er den indre modstand i effektforstærkeren som indstilles til $-R_E$ for at kompensere for højttalerens DC modstand i svingspolen. Komponenterne C_P , R_P og L_P er de syntetiserede parametre der bringes til at dominere over højttalerens parametre M_{MS} , R_{MS} og C_{MS} .

2.11.5 Delefilter

Det er oplagt at lade en DSP varetage opdelingen af frekvensområdet mellem højttalerenhederne. Det har den fordel at der ikke skal tages hensyn til vekselvirkningen mellem et analogt delefilter og højttalerenhederne, det er lettere at styre fasedrejet gennem filtersektionen og der er en valgfrihed mellem IIR og FIR filter.



Figur 2.59 – En DSP kan varetage opdeling af frekvensområdet mellem to højttalerenheder og korrigere for en forskel i den fysiske placering.

Med en DSPlettes en justering af delefiltrets opbygning fra en fysisk udskiftning af komponenter til en ændring i software og det er overskueligt at inkludere overføringsfunktioner som kompenserer for uønskede egenskaber ved de valgte højttalerenheder. Eksemplerne omfatter en udvidelse af frekvensområdet nedad som vist på side 76 ved en analog løsning, en ændring af responsen fra vandret til $-0,5$ dB/oktav der skal give en god lytteoplevelse (se Radio och Television, cirka 1970), en dæmpning af uønskede resonanser fra membraner af metal og tilføjelse af en tidsforskydning for at korrigere for højttalernes akustiske centre (deres placering på frontpladen). Det er i tilfæld muligt at beregne membranens udsving og svingspolens temperatur for at beskytte højttaleren mod overbelastning.

⁴¹ Kredsløb for positiv og negativ udgangsmodstand diskuteres her: <http://sound.westhost.com/project56.htm>.

2.11.6 Tidsforskydning

Diskanthøjttaleren har en anden geometri end bashedøjttaleren og ved montage på samme forplade vil den derfor være nærmere på lytteren som vist i illustrationen på side 75. Ved en Dirac-puls vil bølgefronten fra diskanthøjttaleren derfor komme først og det giver typisk problemer i delefiltrets grænseområde.

Tidsforsinkelsen kan analytisk beskrives ved $\exp(-kd)$ hvor d er afstanden mellem bassens og diskantens akustiske centre. Som udgangspunkt vil det sige fra centrene af deres domer selv om problemet er noget mere komplekst i praksis for det akustiske centrum er afhængigt af frekvensen. Højttaleren er ikke et minimum fase system for amplitude- og faseresponserne er ikke givet af hinanden, men det er meget sjældent at se det inkluderet i det analytiske arbejde.

$$\text{Diskant: } H_D(s) = \frac{s^2}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{Q} + \omega_0^2} \Rightarrow H(s) = H_D(s) + H_B(s) = \frac{s^2 + \omega_0^2 \exp(-kd)}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{Q} + \omega_0^2}$$
$$\text{Bas: } H_B(s) = \frac{\omega_0^2}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{Q} + \omega_0^2} \exp(-kd)$$

Uden tidsforsinkelsen ($d = 0$) bliver overføringsfunktionen et båndstop filter på grund af tællerens nul ved frekvensen hvor $s^2 + \omega_0^2 = 0$ hvilket kan løses ved at invertere den ene af enhederne med de dermed forbundne problemer der muligvis kan være hørbare. For $d > 0$ er ledet $\omega_0^2 \exp(-kd)$ en roterende phasor der vil skifte mellem konstruktiv og destruktiv interferens og for $d = 20$ mm er denne phasor roteret 360° allerede ved 2,7 kHz.

En delefrekvens ved 1,3 kHz vil introducere 180° fasedrejning for $d = 20$ mm forskydning mellem de to enheder og det vil modvirke den destruktive interferens ved overgangsfrekvensen. Det er dog en farlig vej at gå for der vil være skiftende destruktive og konstruktive interferenser ved højere frekvenser hvor bassen måske ikke er dæmpet så meget at det kan ignoreres.

Løsningen på problemet afhænger af det tiltænkte delefilter. Det viste anden-ordens filter er kendt for at danne et notch (når overføringsfunktionerne for de benyttede højttalere ikke medtages i analysen), men der er andre muligheder. Man kan fx forskyde enten bas eller diskant på forpladen så deres akustiske centre passer med hinanden. Fra omkring 1970 medførte det en del systemer hvor bassen var skudt frem med sin egen ramme eller diskanten var forsænket i en skålformet fordybning.

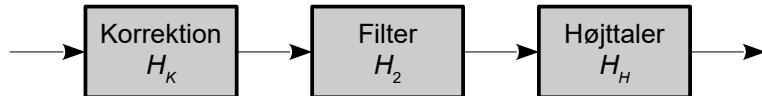
Med en DSP er det enkelt at forsinke signalet til diskanten så en mekanisk flytning af enhederne undgås.

2.11.7 Bashævning

En højttaler kan i teorien korrigeres elektrisk til at gengive dybere toner end designet umiddelbart giver mulighed for. Princippet er en elektronisk bashævning som korrigerer for det aftagende lydtryk i bassen. For en lineær og ubegrænset verden vil princippet virke, men i den reelle verden skal man være opmærksom på at membranens amplitude vokser med faktor fire for hver oktav i bunden for et lukket kabinet. Da de færreste højttalere kan klare mere end ± 10 mm udsving fra ligevægt betyder det at man hurtigt når et maksimum sat af højttalerens evne til at flytte luft nok til et realistisk lydtryk i den dybe bas.

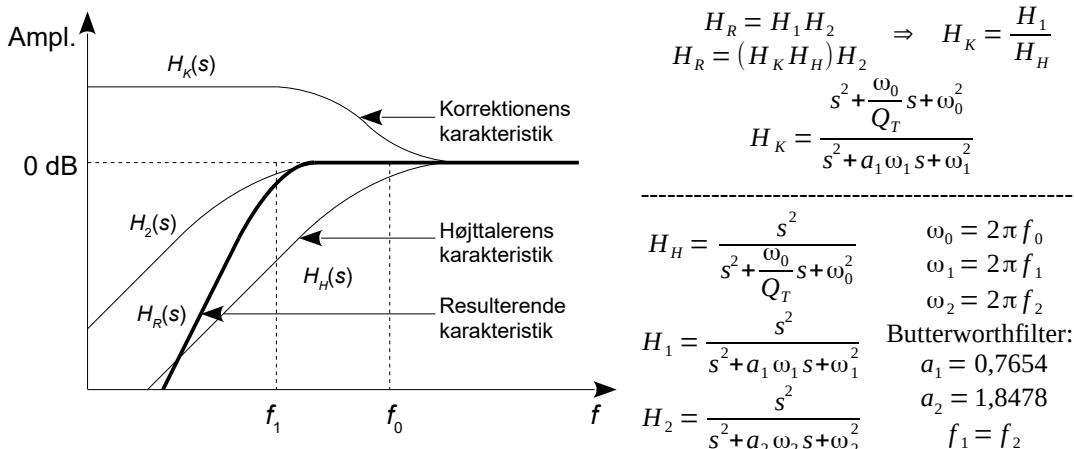
Højttaleren skal beskyttes imod for store udsving af membranen. En mulighed er at benytte et højpasfilter der skærer de laveste frekvenser væk. Der afsættes ikke betydelige effekter ved de laveste frekvenser til lytterummet både på grund af højttalerens begrænsning og på grund af den aftagende følsomhed for den menneskelige hørelse ved lave frekvenser.

Akustisk set udgør højttaleren i et lukket kabinet et anden-ordens højpasfilter og for en effektiv reduktion af membranens udsving skal der mindst benyttes et elektrisk filter af anden orden. Det betyder at resultatet bliver en fjerde ordens overføringsfunktion med en afskæring mod lavere frekvenser på 24 dB/oktav.



Figur 2.60 – Frekvensområdet kan udvides nedad mod samtidigt at dæmpe meget dybere toner, som højttaleren ikke kan gengive, men som giver kraftige udsving af membranen.

Den resulterende fjerde-ordens overføringsfunktion H_R modelleres som et produkt af to anden-ordens sektioner H_1 og H_2 hvor filtrenes parametre indstilles til den ønskede karakteristik. Realiseringen indeholder højttalerens overføringsfunktion H_H som substitut for det ene af filtrene som derfor må justeres så resultatet passer med det ønskede og den nødvendige filterkarakteristik udgør korrektionsfiltret H_K . Det betyder at filter H_1 erstattes med højttalerens overføringsfunktion H_H og et korrektionsfilter H_K .



Figur 2.61 – Frekvensområdet kan udvides nedad mod samtidigt at dæmpe meget dybere toner, som højttaleren ikke kan gengive, og som giver kraftige udsving af membranen.

Korrektionsfiltret H_K dannes ved en sum af tre anden-ordens filtre gennem partialopdeling af den fundne overføringsfunktion. De enkelte sektioner udgør et højpasfilter (se herunder), der sikrer at funktionen ved høje frekvenser er en identitet, dertil et båndpasfilter med vægtningen $f_0/Q_T f_1$, der korrigerer responsen i området under højttalerens resonans så den passer med den valgte karakteristik, og endelig et lavpasfilter med vægtningen $(f_0/f_1)^2$ der forstærker de lave frekvenser under resonansen og dermed er den egentlige del af frekvensudvidelsen nedad.

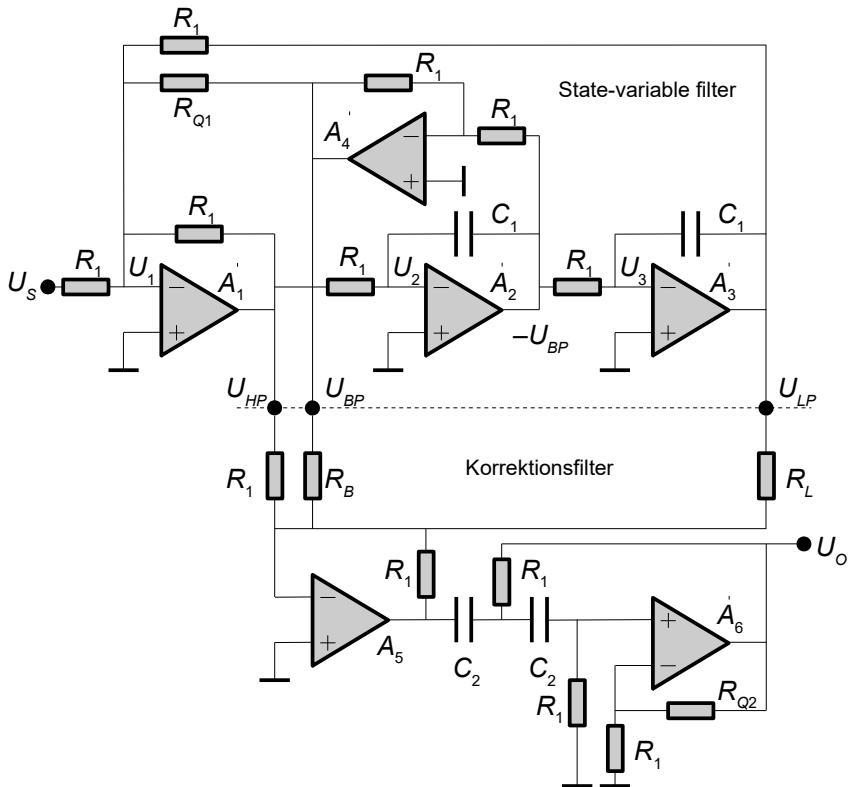
$$H_K = \frac{s^2}{s^2 + a_1 \omega_1 s + \omega_1^2} + \frac{\omega_0}{Q_T \omega_1} \frac{\omega_1 s}{s^2 + a_1 \omega_1 s + \omega_1^2} + \left(\frac{\omega_0}{\omega_1}\right)^2 \frac{\omega_1^2}{s^2 + a_1 \omega_1 s + \omega_1^2}$$

Formlen er noteret så det kan bygges med et state-variable filter, men der er selvfølgelig mulighed for andre realiseringer; ikke mindst implementering i en digital signalprocessor. Filtret skal kompletteres med H_2 fra den anden del af overføringsfunktionen. Realiseringen vises herunder. Det valgte state-variable filter benytter operationsforstærker A_2 og A_3 for integration hvor A_1 tilbagekobler fra båndpasudgangen U_{BP} så den ønskede grænsefrekvens og godhed opnås.

Bashævningen varetages af faktoren til lavpasfiltret gennem modstand R_L og svarer til kvadratet på den ønskede ændring i grænsefrekvens, så en ændring af højttalerens respons fra $f_0 = 70$ Hz til

den nye grænsefrekvens ved $f_1 = 35$ Hz kræver at de lave frekvenser forstærkes med $2^2 = 4$ gange eller 12 dB som givet af leddet $(\omega_0/\omega_1)^2$. Korrektionen i overgangsområdet benytter tilsvarende R_B for vægtning af båndpasleddet ved leddet $\omega_0/Q_T\omega_1$.

Begrænsningen i membranens udsving først er kun aktiv for frekvenser hvor signalets amplitude fra effektforstærkeren kommer under det oprindelige niveau; det betyder at frekvensen skal være så lav at højpasfiltrets 24 dB/oktav har bragt niveauet ned under korrektionens bashævning. Ved fx 12 dB bashævning skal frekvensen sænkes en halv oktav under den nye grænsefrekvens, og hvis der benyttes $f_1 = 35$ Hz betyder det at beskyttelsen først træder i kraft under 17,5 Hz.



$$\begin{aligned} f_0 &= \text{Systemets resonans (Hz)} \\ f_1 &= \text{Ny grænsefrekvens (Hz)} \\ Q_T &= \text{Højttaler totale godhed} \\ R_1 &= 10 \text{ k}\Omega \text{ som designvalg} \\ \text{Butterworth karakteristik:} \\ a_1 &= 0,7654, \quad a_2 = 1,8478 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_{Q1} &= \frac{R_1}{a_1} \\ R_{Q2} &= (2 - a_2) R_1 \\ R_B &= \frac{Q_T \omega_1}{\omega_0} R_1 \\ R_L &= \left(\frac{f_1}{f_0}\right)^2 R_1 \\ C_1 &= \frac{1}{2 \pi f_0 R_1} \\ C_2 &= \frac{1}{2 \pi f_1 R_1} \end{aligned}$$

Figur 2.62 – Filter for korrektion af højttalerens basgengivelse fra resonans ved f_0 og ned til f_1 som den nye -3 dB grænsefrekvens.

Forstærkere A_1 til A_4 udgør et state-variable filter med separate udgange for højpas, båndpas og lavpas. Grænsefrekvensen indstilles gennem tidskonstanten R_1C_1 , og godheden indstilles ved tilbagekoblingen gennem R_{Q1} . Forstærker A_5 samler de tre udgange til korrektionsfiltret H_F som sammen med højttalerens overføringsfunktion danner H_1 , og det sidste trin ved forstærker A_6 udgør højpasfiltrets anden del H_2 .

Diagrammet indeholder ikke detaljer om effektforsyningen der underforstås som ± 15 V. Det er naturligvis muligt at opbygge filtret på anden vis. Det kan absolut ikke anbefales at opbygge filtret med en enkelt effektforsyning (som eksempelvis 12 V over nul) da et flydende midtpunkt giver problemer med støj og brum. Der er ikke vist kondensatorer for afkobling af effektforsyningen. Her anbefales som minimum brug af keramiske kondensatorer fra 47 nF til 220 nF for hver OpAmp pakke. Ved brug af tre styk TL072 der hver indeholder to ens operationsforstærkere behøves seks kondensatorer der monteres tæt på benene til de analoge pakker og med en kort leder til nul.

Det anbefales at benytte et stelplan og at afkoble de to linjer fra effektforsyningen med aluminium elektrolytter på 470 μ F i tilgift til den individuelle afkobling. Hvis effektforsyningen også skal forsyne andre kredsløb så anbefales det at isolere effektforsyningen med mindst 1 Ω i serie med hver indgang fra effektforsyningen til printkortet.

2.11.8 Beskyttelseskredsløb

Der er grænser for hvad højttalerens styr kan tåle før der sker en mekanisk overlast og eventuel beskadigelse af højttaleren. Lydtrykket fra højttaleren er proportionel med indgangsspændingen U_s og ligeledes gælder for membranens acceleration så det er relativt enkelt at udlede amplituden af membranens svingning. Det gælder i det mindste for et harmonisk signal i den stationære situation hvor signalet eksisterer over lang tid. Der kræves to gange integration af indgangssignalet så der er stort set kun lavfrekvente signaler tilbage efter integrationen.

$$p \propto U_s \propto a \quad \text{og} \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} \Rightarrow U_s \propto \frac{d^2x}{dt^2} \Rightarrow x \propto \int \left(\int U_s dt \right) dt \Rightarrow |x| \propto \frac{U_s}{\omega^2}$$

Et beskyttelseskredsløb kan monitorere værdien af den beregnede amplitude og skrue ned for signalet hvis værdien overstiger en fastsat grænseværdi. For at undgå "pumpelyde", som ved diskotekets Tekno-pop, anbefales det at anvende et justerbart højpasfilter for at dæmpe de dybe toner frem for at justere forstærkningen i et frekvensbånd.

Der er ligeledes grænser for hvor meget effekt der kan afsættes i svingspolen da den akkumulerede varme skal afgives ved varmeledning, konvektion og stråling. Højttaleren har en specifikation af maksimal effektafsættelse og den aktuelle effektafsættelse kan estimeres ved at midle den afsatte effekt over tid med et første-ordens lavpasfilter. Effekten er proportional med kvadratet på indgangsspændingen ($P = U^2/R$) så indgangssignalet skal kvadreres før det midles. Tidkonstanten for filtret vil som en tommelfingerregel være af størrelsesordenen 10 sekunder, men der må dog forventes store variationer fra højttaler til højttaler.

3 DELEFILTER

Visse højttalere kan gengive størstedelen af det hørbare frekvensområde, men for kraftig gengivelse af en dyb bas eller god spredning af høje frekvenser må frekvensområdet deles op i flere bånd som varetages af højttalere der er specielt designet til at arbejde optimalt i et begrænset frekvensområde. Dertil kræves brug af filterkredsløb der kan være passive (RCL-filtre) eller aktive med individuelle effektforstærkere.

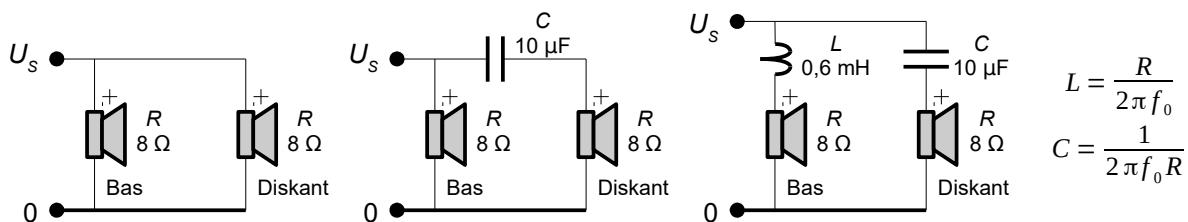
Dybe frekvenser kan kun opfattes når lydtrykket er væsentligt højere end høretærsklens 0 dB SPL. Den dybe streng på en basguitar ved 41 Hz skal eksempelvis over 50 dB for at grundtonen netop kan høres (se side 7). Der skal flyttes et stort luftvolumen ved de dybe toner for at præstere det nødvendige lydtryk og det kan enten opnås ved en stor diameter af membranen eller ved en lang vandring. Begge tiltag forøger massen af svingspole og membran så virkningsgraden reduceres.

Ved høje frekvenser koncentreres lyden i højttalerens akseretning så der sendes mindre lydeffekt ud til siderne. For en højttaler med 200 mm diameter gælder det ved frekvenser over 500 Hz. Fra cirka 2 kHz og op svinger membranen i mindre sektioner og forholdene kompliceres. For at kunne gengive de høje frekvenser foretrækkes højttalere med en lille og let membran der oftest er formet som en halvkugle for at sprede lyden ved høje frekvenser. En diameter på 25 mm giver en god spredning da højttaleren først bliver retningsbestemt over 4 kHz og opbrydning af membranen indtræder først i den høje ende af det hørbare frekvensspektrum.

Konklusionen er at frekvensområdet må deles mellem to eller flere højttalerenheder og der er følgelig behov for et delefilter for at opsplitte frekvensområdet mellem enhederne.

3.1 Simple delefiltre

Det mest enkle er at paralleltorbinde to højttalere og så håbe på at de deler opgaven imellem sig. Det er faktisk muligt hvis diskanthøjttaleren er piezoelektrisk for den vil ikke optage effekt ved lave frekvenser, men det kræver at bashøjttaleren ruller pænt af over den frekvens hvor diskanten skal tage over. Det er en populær metode i PA anlæg hvor det sparer delefiltret og den piezoelektriske højttaler er robust nok til at tillade det. For brug i almindelige højttalere vil det stille hårde krav til bashøjttalerens diskantgengivelse og en paralleltorbindelse med de almindelige elektrodynamiske diskanthøjttalere kan ikke benyttes for diskanthøjttaleren kan ikke tåle effekten. Den vil i bedste fald overleve, men den vil givetvis producere en kraftig forvrængning.



Figur 3.1 – Eksempler på simple delefiltre med en delefrekvens på 2 kHz.

En beskyttelse af diskanthøjttaleren opnås ved at forbinde en kondensator i serie med den. Et godt resultat kræver stadigvæk at bashøjttaleren ruller pænt af ved den frekvens hvor diskanten skal tage over. Det bruges i lavprishøjttalere hvor udgiften til delefiltrets komponenter er et problem.

Bashøjttaleren kan dæmpes over delefrekvensen for at mindske virkningen af membranens opbrydning ved høje frekvenser og det realiseres med en spole i serie med bassen. Impedansen af spolen stiger med frekvensen hvilket skaber et lavpasfilter. Det er en populær løsning indenfor hobbykredse fordi delefiltret påstås at give en perfekt addition af de to kanaler. Det er dog kun en halv sandhed for det ignorerer indvirkningen fra højttalerenhederne.

Problemet med "beviset" herunder er at man ikke tager hensyn til den ret betydelige interaktion mellem højttaler og delefilter, til højttalerenhedernes egne overføringsfunktioner fra den elektriske til den akustiske side, til faseforskellen fra højttalerenhedernes forskellige placering på frontpladen frem til lytteren eller til diffraction fra kabinetts kanter. Det gælder i større eller mindre grad for alle delefiltre og da alle parametre desuden er stærkt frekvensafhængige er der ingen gylden middelvej som leder frem til et ideelt delefiltre. Ethvert design er et kompromis.

Det er enkelt at vise at overføringsfunktionen for en bas og diskant bliver én hvis delefiltret er af første orden. Et delefilter med to første-ordens sektioner beskrives ved overføringsfunktionerne H_B og H_D og en direkte addition af de to filtre viser at overføringsfunktionen bliver én.

$$\text{Diskant (højpas): } H_D = \frac{s}{\omega_0 + s} \Rightarrow H_B + H_D = \frac{\omega_0 + s}{\omega_0 + s} = 1$$

$$\text{Bas (lavpas): } H_B = \frac{\omega_0}{\omega_0 + s}$$

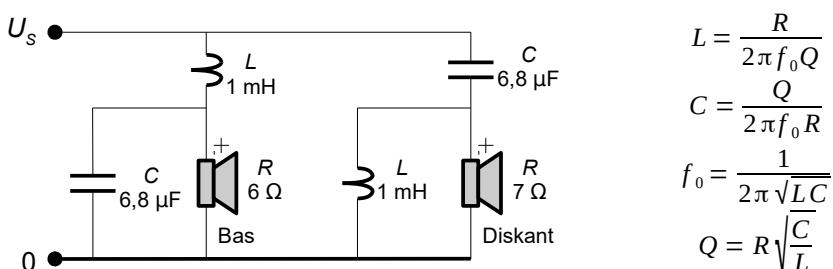
Problemet er at blandt andet højttalerenhedernes overføringsfunktioner er ignoreret.

Interaktionen mellem højttaler og delefilter er ganske betydelig på grund af impedansens store variation over frekvensområdet som vist side 37. En bashøjttalers selvinduktion har nogenlunde samme virkning som den serie forbundne spole så den resulterende delefrekvens bliver ikke som beregnet. En diskant har ofte en kraftig resonans ved 1 kHz hvor impedansen stiger kraftigt. Det betyder at den serie forbundne kondensator ikke giver en betydende dæmpning før frekvensen er kommet under højttalerens resonans og det er uanset den værdi formlene angiver.

En del diskanthøjttalere leveres med magnetisk olie mellem svingspole og magnet både for at køle svingspolen ved høje effekter og for at dæmpe den mekaniske resonans. Den type højttaler har en meget jævn elektrisk impedans og vil fungere med formlen for beregning af kondensatoren.

3.2 Anden-ordens filter

Det nok mest populære delefilter er af anden orden hvilket vil sige at der benyttes to reaktive komponenter i form af en spole og en kondensator for hver højttalerenhed. Fordelen er en mindre følsomhed overfor højttalerens variation i impedans samt at dæmpningen på ± 12 dB/oktav er mere effektiv til at undertrykke højttalerenhedernes uregelmæssigheder udenfor delefrekvensen. En tommelfingerregel siger at højttaleren skal dæmpes 10 dB før den må afvige fra det perfekte i henseende til amplitude, fase og lydspredning. Det er af størrelsesordenen en oktav på hver side af delefrekvensen ved et anden-ordens filter og er faktisk et overordentligt hårdt krav.



Figur 3.2 – Et populært delefilter af anden orden der giver en mere forudsigelig funktion end de simple delefiltre vist tidligere. Komponentværdierne realiserer en delefrekvens på $f_0 = 1,9$ kHz og godheden er $Q = 0,5$ for bassen og $Q = 0,6$ for diskanten. De to enheder dæmpes med 6 dB for bassen og 4 dB for diskanten ved f_0 hvor fasen drejes 180° mellem enhederne.

Filtret giver en god beskyttelse af diskanten mod de lave frekvenser. Bemærk at delefiltret skal dimensioneres efter højttalerens aktuelle DC modstand (typisk 6 Ω) og ikke blot benytte den nominelle opgivelse på 8 Ω.

Fasedrejningen på 180° mellem enhederne leder populære bøger og tidsskrifter til at anbefale en invertering af diskanten ved ombytning af ledningerne. Det hævdes at det modvirker et stopfilter i den akustiske respons. Det er baseret på en meget udbredt misforståelse hvor der ses bort fra overføringsfunktionerne fra bas og diskant og inversionen af diskanten kan desuden være hørbar. Amplituden skal i teorien blive jævn hvis godheden indstilles til $Q = 0,5$ som det vises herunder.⁴²

Antagelsen er at delefiltret fasedrejrer bashøjttaleren -90° ved grænsefrekvensen og diskanten med $+90^\circ$ så de to enheders signaler udbalanceres ved delefrekvensen. Det ses ved at beregne amplituden fra en addition af de to filtre. Hvis Laplace operatoren skrives som $s = j\omega$ får tælleren ledet $\omega_0 - \omega^2$ der er nul ved delefrekvensen.

$$\begin{aligned} H_D &= \frac{s^2}{\omega_0^2 + 2d\omega_0s + s^2} \Rightarrow |H_B + H_D| = \left| \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j2d\omega_0\omega} \right| \Rightarrow \begin{cases} |H_B + H_D| \approx 1 & \omega \gg \omega_0 \\ |H_B + H_D| = 0 & \omega = \omega_0 \\ |H_B + H_D| \approx 1 & \omega \ll \omega_0 \end{cases} \\ H_B &= \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 + 2d\omega_0s + s^2} \end{aligned}$$

Ved en inversion af diskanten vil der nu stå $\omega_0 + \omega^2$ i tælleren og der optræder ikke udslukning ved delefrekvensen. Ved $Q = 0,5$ er amplituden desuden uafhængig af frekvensen.

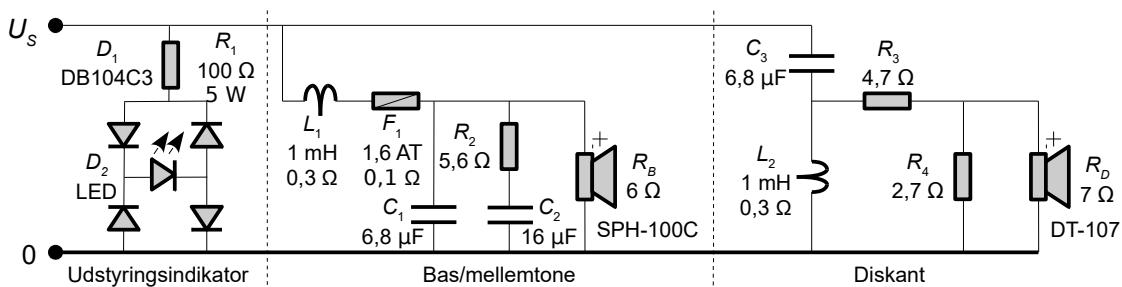
$$|H_B - H_D| = \left| \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j2d\omega_0\omega} \right| = \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2d\omega_0\omega)^2}} \Rightarrow |H_B - H_D| \underset{d=1}{=} 1 \Rightarrow Q = \frac{1}{2d} = 0,5$$

Analysen antager at overføringsfunktionen for højttaleren kan ignoreres, men det kan den ikke.

Det er bedre at tegne delefiltret ind i en simulator sammen med den elektriske model af en højttaler vist side 38. Forskellen i løbetid kan medtages i form af et fasedrejningsled $\exp(-jkx)$ for den højttaler der har længst vejlængde til lytteren hvor x er afstandsforskellen.

3.2.1 Resulterende delefilter

Det aktuelle design af en tovejs PC højttaler benytter det viste delefilter som skærer ved 1,9 kHz. Bassens selvinduktion på 0,65 mH påvirker impedansen over 1,5 kHz og korrigeres ved R_2 og C_2 . Diffrafktion fra kabinetts kanter giver et bastab på 6 dB som vist side 26 og 45. Diskanten er 5 dB kraftigere end bassen og forskellen på 11 dB udlynes med R_3 og R_4 . Diskanten har magnetisk olie mellem svingspole og magnet som dæmpner svingspolen så der er ikke en top i impedansen ved resonansen på 1,2 kHz og der er derfor ikke behov for en korrektion af impedansen.



Figur 3.3 – Delefiltret for den kompakte tovejs PC højttaler.

Lysdioden D_2 giver visuel indikation af niveauet. Den får 25 mA ved 4 W i 8Ω der giver 90 dB SPL mens den er slukket under 1 W da D_1 og D_2 kræver 3 V for at åbne. En sikring på 1,6 A beskytter mod en middeleffekt over 20 W som en sikkerhed mod overbelastning og fejl i effektförstærkeren.

⁴² En del ældre kilder hævder at godheden skal være $Q = 0,7$ hvor de to højttalers effekter adderes til et konstant niveau. Det er kun korrekt for ikke-korrelerede signalkilder, men da signalerne kommer fra samme kilde så er de korrelerede og adderes som vektorer. Et design med $Q = 0,7$ giver en pukkel på 3 dB i området omkring delefrekvensen.

3.3 Kompenseringkredsløb

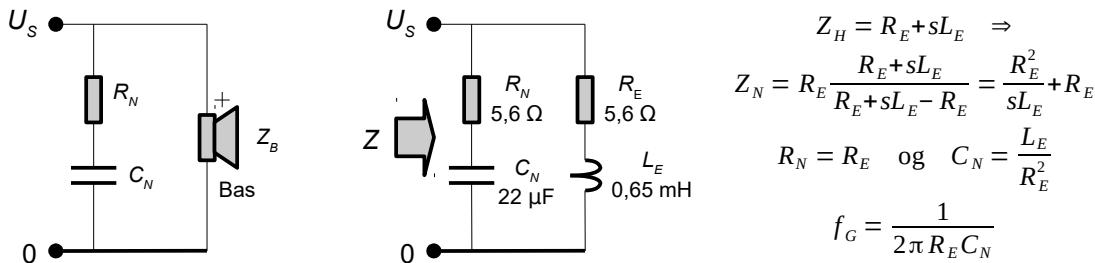
Litteraturen er rig på eksempler på hvordan man kan korrigere for impedansens variation med frekvensen og forskelle mellem enhedernes følsomhed. Herunder følger et lille potpourri.

3.3.1 Selvinduktion

Det er muligt at kompensere for ændringen i højttalerens impedans ved at designe et netværk med impedansen Z_N som parallelforbindes med højttalerens impedans Z_H for at resultere i en reel værdi lig med højttalerens DC modstand R_E . Ulempen ved kredsløbet er at højttalerens parametre ikke er kendt med en særlig god præcision samt at værdierne ændres under brug.

$$\frac{1}{\frac{1}{Z_N} + \frac{1}{Z_H}} = R_E \Rightarrow \frac{1}{Z_N} + \frac{1}{Z_H} = \frac{1}{R_E} \Rightarrow \frac{1}{Z_N} = \frac{1}{R_E} - \frac{1}{Z_H} \Rightarrow Z_N = \frac{1}{\frac{1}{R_E} - \frac{1}{Z_H}} = R_E \frac{Z_H}{Z_H - R_E}$$

Ved høje impedanser er højttalerens impedans beskrevet ved svingspolens DC modstand R_E i serie med dens selvinduktion L_E , og det kan kompenseres ved et RC led i parallel over højttalerens terminaler. Det kan være gavnligt for både bas og mellemtone, hvorimod det er uden interesse for en diskant. Bemærk at modstanden udsættes for det fulde spændingssving over grænsefrekvensen f_G og ved en bashøjttaler kan det være ganske meget effekt der skal optages.

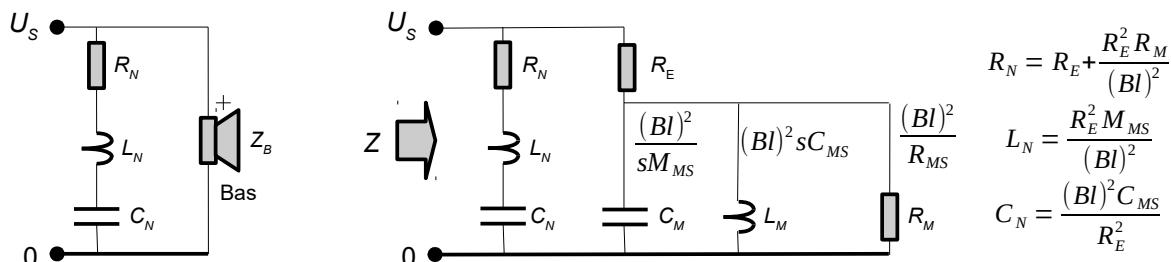


Figur 3.4 – Et RC-led kan kompensere for selvinduktionen i højttalerens svingspole ved at holde impedansen nede når svingspolens selvinduktion giver en stigende impedans.

Med PC Højttalerens DC modstand målt til $R_E = 5,6 \Omega$ og selvinduktionen på $L_E = 0,65 \text{ mH}$ bliver de to eksterne komponenter til $R_N = 5,6 \Omega$ og $C_N = 20,7 \mu\text{F}$, som her afrundes til $22 \mu\text{F}$.

3.3.2 Resonans

Impedansen stiger ret kraftigt i frekvensområdet omkring den mekaniske resonans og det kan korrigeres med et RLC kredsløb. Det er sjældent anvendt på grund af problemer med at ramme præcist og ved en diskant bruges ofte et dæmpningsled der mindske impedansens variation.



Figur 3.5 – Et RC-led kan kompensere for selvinduktionen i højttalerens svingspole ved at holde impedansen nede når svingspolens selvinduktion giver en stigende impedans.

Ved PB højttalerens bas med $R_E = 5,6 \Omega$, $BL = 5,1 \text{ N/A}$, $M_M = 7 \text{ kg}$, $R_M = 1 \text{ Ns/m}$ og $C_M = 1,45 \text{ mm/N}$ bliver komponentværdierne $R_N = 6,8 \Omega$, $L_N = 8,4 \text{ mH}$ og $C_N = 1,2 \text{ mF}$.

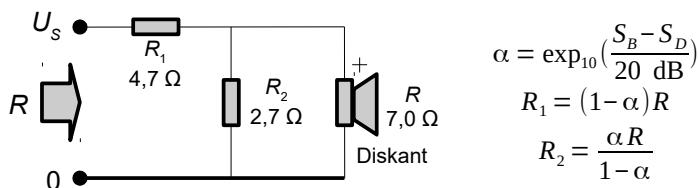
Komponentværdierne bestemmes ved indsættelse og identifikation af leddene som henholdsvis konstante (modstand) eller frekvensafhængige (spole eller kondensator).

$$Z_H = R_E + \frac{1}{sC_M + \frac{1}{sL_M} + \frac{1}{R_M}} \Rightarrow Z_N = R_E \frac{\frac{1}{sC_M + \frac{1}{sL_M} + \frac{1}{R_M}}}{\frac{1}{sC_M + \frac{1}{sL_M} + \frac{1}{R_M}}} = sR_E^2 C_M + \frac{R_E^2}{sL_M} + \frac{R_E^2}{R_M} + R_E$$

$$Z_N = R_E \frac{Z_H}{Z_H - R_E}$$

3.3.3 Niveaujustering

Diskanthøjttaleren er i mange tilfælde mere følsom end bashøjttaleren. Det betyder at lydtrykket fra højttaleren vil stige i diskanten og der er derfor behov for at dæmpe diskantenheden så niveauet svarer til basenhedens. De to modstande bør vælges til en effektklasse mindst svarende til den effekt diskanthøjttaleren kan klare. Som udgangspunkt er 5 W tilstrækkeligt for mindre systemer, men man bør altid overdimensionere for at holde temperaturen nede ved hård belastning.



Figur 3.6 – En dæmpning af diskanten foretages bedst med to modstande som spændingsdeler.

Bashøjttalerens følsomhed⁴³ er $S_B = 84 \text{ dB}$ for og ved montage i det lille kabinet mistes desuden 6 dB fra diffraction. Diskanthøjttalerens følsomhed er $S_D = 89 \text{ dB}$ så den nødvendige dæmpning er 11 dB. Det giver $\alpha = 0,28$ og de to modstande beregnes til $5,0 \Omega$ og $2,7 \Omega$ før afrunding til de viste værdier. Den aktuelle indgangsmodstand bliver $6,6 \Omega$ (6 % fejl) og dæmpningen er $\alpha = 0,29$ der giver $-10,6 \text{ dB}$ (0,4 dB fejl).

Modstanden R_2 sidder i parallel med højttaleren og mindske betydningen af den stigende impedans i nærheden af resonans så dæmpningen har en forbedrende virkning overfor delefiltret.

Man må som hovedregel ikke dæmpe signalet til bashøjttaleren. For det første er afstemningen af kabinetet funktion af bashøjttalerens totale godhed og den påvirkes af en ekstern modstand. For det andet kan der afsættes høj effekt i bashøjttaleren og derfor også i nogle eventuelle modstande for dæmpning af den. Hvis diskanthøjttaleren er mindre følsom end bashøjttaleren bør problemet løses ved at vælge andre højttalerenheder eller ved at anvende separate effektorstærkere for hver af højttalerenhederne.

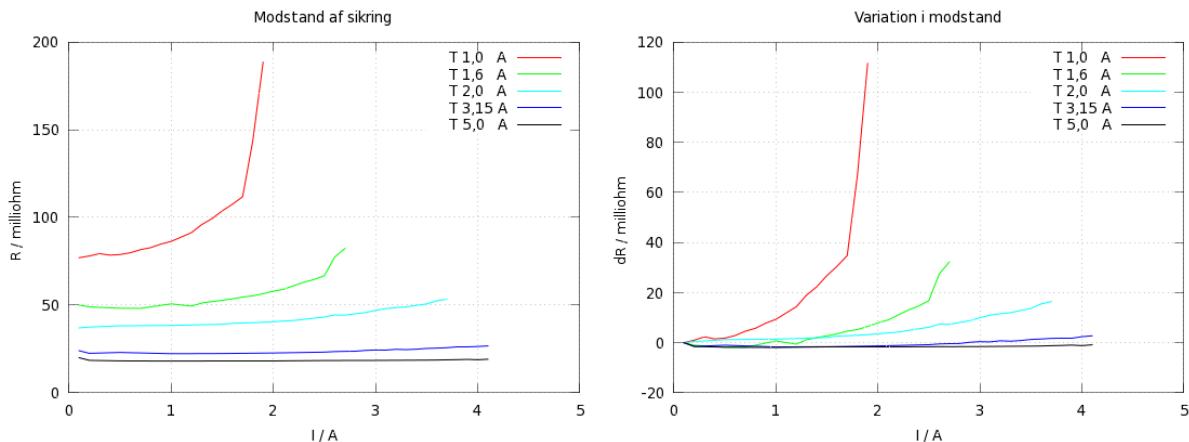
3.4 Sikring

En sikring i serie med højttalerens enheder kan være en god disposition hvis højttaleren benyttes i forbindelse med udviklingsforløbet af en effektorstærker hvor sikringen kan afbryde forbindelsen til højttalerenheden og dermed begrænse skaden.

Der er dog tre forhold som man skal tage hensyn til inden en sikring designes ind i produktet. For det første er en afbrændt sikring et irritationsmoment for den kunde der skal skifte sikringen. Der må ikke involveres for stort besvær og det er lettest af imødekomme ved de elektromekaniske sikringer hvor man blot trykker en knap ind igen. For det andet har sikringen en modstandsværdi der vil optræde i serie med de øvrige modstande i kæden af effektorstærker, tilslutningskabel og komponenterne i delefiltret og det vil påvirke den elektriske dæmpning af højttalerenheden.

⁴³ Følsomheden (sensitivity) angiver lydtrykket i decibel over $20 \mu\text{Pa}$ ved en RMS værdi på $2,83 \text{ V}$ tilført højttaleren, der svarer til at tilføre 1 W til en 8Ω højttaler.

For det tredje vil modstandsværdien for en smeltesikring variere med trådens temperatur og den er funktion af signalet på højttalerens klemmer. Det betyder at sikringen kan være årsag til harmonisk forvrængning. For at afklare dette problem blev fem træge sikringer målt med hensyn til DC modstanden i en statisk belastningssituatie. Effektforsyningen blev indstillet til at afgive strøm og spændingen over sikringen blev målt indtil den afbrød (1 A til 2 A) eller indtil effektforsyningens maksimum på 4,1 A blev nået (3,15 A og 5 A).



Figur 3.7 – Målte modstandsværdi af fem almindelige sikringer og variationen i modstandsværdien som funktion af strømmen i sikringen (20 mm langt glasrør).

Variationen er størst for 1 A sikringen, der vokser fra cirka $0,08 \Omega$ til knapt $0,2 \Omega$ før afbrænding, mens de øvrige sikringer holder sig under $0,08 \Omega$ for strømme under smeltepunktet. En sikring på 1,6 A vil derfor kunne beskytte en højttaler der ikke skal udsættes for mere end 20 W kontinuerligt. Det vil svare til en spidseffekt fra effektorstærkeren på 200 W ved det typiske musikmateriale og højttaleren vil blive afbrudt ved en kontinuerlig effekt på 50 W efter et antal sekunder.

Tidskonstanten af sikringen blev ikke målt, men vil kunne give amplitudemodulation af et signal i mellemtonehvis der er kraftige signaler i basområder. Det er uanset om sikringen sidder i serie med hele systemet eller kun i bashedjttalerens linje. Det betyder at sikringen i givet fald skal være "kold" i det tilsigtede arbejdsmønster der derved indikerer et design efter den nominelle værdi af sikringen. For 1,6 A sikringen bliver grænsen som nævnt omkring 20 W kontinuerlig effekt.

Modstandsændringen for 1 A sikringen er den største af de målte og dæmpningen med højttalerens DC modstand på 6Ω giver en variation i dæmpningen fra 0,9868 til 0,9677 for grænsen lige inden afbrænding så amplituden ændres med 2 %. Det kan opfattes som en amplitudemodulation på $\pm 1\%$. Den harmoniske forvrængning er næppe et problem på grund af ørets maskering, men der dannes toner ved både sum- og differens af to samtidige signalers frekvenser og differensen kan være hørbar. Amplituden af differensen er halvdelen af modulationen så forvrængningen er på $D_{DIF} = 0,5\%$ og vil muligvis være hørbar (se side 9).

Amplitudemodulationen kan beskrives ved en sinus på det ønskede signals frekvens hvor amplituden varierer med en sinus på en anden frekvens. Forvrængningen beregnes her som det uønskede signals amplitude i forhold til det ønskede signals amplitude.

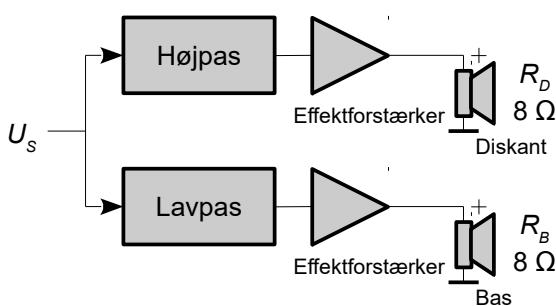
$$s(t) = [1+M \sin(\omega_M t)] \sin(\omega t)$$

$$s(t) = \sin(\omega t) + \frac{M}{2} [\cos((\omega - \omega_M)t) - \cos((\omega + \omega_M)t)] \Rightarrow D_{DIF} = \frac{\text{amplitude af differens}}{\text{amplitude af signal}} = \frac{M}{2}$$

For en sikring på 1,6 A er variationen på $\pm 0,25\%$ ved grænsen inden den afbryder så forvrængningen er omkring $0,1\%$ med en lavere værdi i sikringens "kolde" område. Som en konklusion bør en sikring derfor ikke være mindre end 1,6 A med mindre andre krav gør sig gældende.

3.5 Aktivt delefilter

For at undgå problemerne med interaktion mellem delefilterets komponenter og højttalerens varierende impedans kan effektforstærkere indskydes mellem delefilter og højttaler. Det er en relativt kostbar løsning, men den vinder frem både indenfor den mere kompromisløse gren af lydreproduktionen og ved PA anlæg. Delefiltret kan opbygges med operationsforstærkere så der opnås større præcision i implementeringen. Ved brug af digital signalbehandling i en DSP kan man desuden overvåge om højttaleren overbelastes og sænke niveauet ved for kraftige bastoner der vil ødelægge membranens styr eller langvarig belastning hvor svingspolen opvarmes for meget.



Høj- og lavpasfiltre (vist som anden ordens filtre):

$$H_H(s) = \frac{s^2}{s^2 + 2d_C\omega_C + \omega_C^2}$$

$$H_L(s) = \frac{\omega_C^2}{s^2 + 2d_C\omega_C + \omega_C^2}$$

Overføringsfunktion for diskanthøjttaler:

$$p_D(s) = \frac{\rho}{r} \frac{Bl S_D}{2\pi M_{MS}} \frac{U_G}{R_E} \frac{s^2}{s^2 + 2d_D\omega_D + \omega_D^2} \frac{\omega_{D1}}{s + \omega_{D1}} A_D U_s$$

Overføringsfunktion for bashøjttaler:

$$p_B(s) = \frac{\rho}{r} \frac{Bl S_D}{2\pi M_{MS}} \frac{U_G}{R_E} \frac{s^2}{s^2 + 2d_B\omega_B + \omega_B^2} \frac{\omega_{B1}}{s + \omega_{B1}} A_B U_s$$

Samlet overføringsfunktion:

$$H_{TOT}(s) = \frac{H_H(s) \cdot p_D(s)}{H_L(s) \cdot p_B(s) \cdot \exp(-j2\pi f \Delta x)}$$

Figur 3.8 – Et aktivt delefilter benytter elektroniske delefiltre og separate effektforstærkere for hver højttaler eller mindre grupper af højttalere.

Her er d_C og $\omega_C = 2\pi f_C$ dæmpning og resonans for delefiltrets to kanaler vist som anden-ordens filtre og de kan umiddelbart erstattes med andre filterfunktioner. For diskant og bas modelleres højttaleren her med Bl for kraftfaktoren, S_D for arealet af membranen, M_{MS} for massen af svingspulen og membran og R_E for DC modstanden af svingspulen. De to effektforstærkere beskrives ved deres forstærkning A_D og A_B og den påtrykte spændingsamplitude er U_s .

For at modellere overføringsfunktionen i et analyseprogram som MATLAB er det nødvendigt at inkludere overføringsfunktionen for de benyttede højttalere (p_D og p_B) da amplitude og fase for en højttaler varierer ganske meget. Hvis delefiltrene analyseres alene bliver resultatet blive forkert da selv et beskeden phasedrej på mellem de to højttalerenheder kan ødelægge en ellers på respons. Højttalerens overføringsfunktion er vanskelig at beskrive, men et første skridt er at modellere den som et anden ordens højpasfilter efterfulgt af et første ordens lavpasfilter. En bedre mulighed er at måle højttalerens respons og inkludere den i analysen.

Dertil skal forskelle mellem enhedernes placering på frontpladen modelleres da en afstandsforskelse fra højttaler til lyttepositionen giver et frekvensafhængigt phasedrej mellem enhederne som påvirker additionen. Metoden beskrives i illustrationen som en kompleks eksponentialfunktion baseret på afstandsforskellen Δx mellem diskant og bas. Der er normalt 20 ... 50 mm forskydning mellem to enheder monteret på samme frontplade med mindre der tages hensyn til de enkelte enheders dybde ved opbygning af kabinetet.

En moderne 5.1 forstærker (receiver) indeholder et aktivt delefilter for subbassen (sub woofer) med en separat effektforstærker og for de øvrige kanaler er kan der indvælges et højpasfilter der fjerner de problemfyldte dybe toner som subbassen nu varetager. Delefrekvensen bør ligge under 80 Hz hvis placeringen af bashøjttaleren skal være uafhængig af de øvrige kanaler, men bassen bør altid placeres mellem de to fronthøjttalere da en harmonisk forvrængning kan lokalisere bassen.

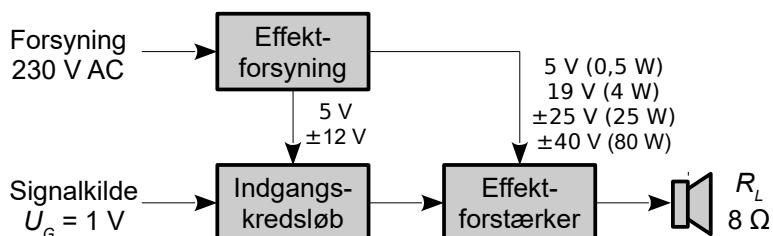
3.6 Effektforstærker

Højttaleren er en særdeles ineffektiv transducer så den elektriske effekt omsættes til akustisk effekt med en virkningsgrad på blot 0,1 ... 2 %. Der er følgelig behov for en effektforstærker som løfter signalet op til et niveau hvor der kan opnås et rimeligt lydtryk. Niveauet er i dag på 30 ... 300 W og de moderne receivere ligger i omegnen af 100 W per kanal. Tidligere var rørforstærkere populære for lydgengivelse, men med en udgangseffekt på 3 ... 30 W var der behov for effektive højttalere. Det er normalt synonym med brug af de meget pladskrævende hornhøjttalere.

Reproduktion af lyd ved et realistisk lydniveau kan kræve en afgiven effekt på 1 W i det akustiske miljø og med en virkningsgrad for højttaleren på 1 % skal en effektforstærker kunne afgive en elektrisk effekt på 100 W. Musiksinaler kan ikke beskrives alene ved middeleffekten for der er meget kraftige signalspidser så effektforstærkeren bør være 5 ... 10 gange kraftigere for at undgå at begrænse signalets spidser. Moderne lydgengivelse med et stort antal kanaler som 5.1 og 7.2 systemerne tillader i et vist omfang at fordele effekten mellem kanalerne.

For at holde effektforstærkerens størrelse nede kan en receiver med mange kanaler bygges med integrerede kredse, men det begrænser effekten til området 25 ... 50 W⁴⁴. En diskret opbygget effektforstærker kan leve en udgangseffekt på omkring 500 W, men den optager ret meget plads især hvis effektforsyningen er konventionel med transformator og ensretter. Klasse D kan leve et endnu højere effekt niveau og er populær ved PA brug hvor en udgangseffekt på 2 kW er mulig. Den lave tabseffekt muliggør montage i rackkabinetter for opbygning af store systemer til brug i teatre og koncertsale. Der produceres i dag gode klasse D forstærkere til hjemmebrug, men der er et problem med at omsætte digital streamet lyd direkte til PWM da clockfrekvensen ved en direkte omsætning overstiger grænsen for det mulige i dag så det er nødvendigt med kompromisser.

Udgangseffekten afhænger af den valgte effektforsyning der alt efter formålet kan være et batteri, en eksterne netadapter eller en indbygget effektforsyning. Batteriforsyning og eksterne netadaptorer begrænser det mulige valg af spændingsniveau og dermed udgangseffekten til 0,5 W ved 5 V og til 10 W ved 30 V for en nominel impedans af højttaleren på $8\ \Omega$. Der er selvfølgelig mulighed for en opkonvertering af spændingen. For en højere effekt kan man benytte en brokobling der vil fordoble firedobler effekten, men nu kræves der to effektforstærkere for hver udgang.



Figur 3.9 – Effektforstærkeren består af en effektforsyning der driver et indgangskredsløb med forstærkning, filtrering og beskyttelse af højttaleren samt en effektforstærker. Den mulige værdi af udgangseffekten er funktion af effektforsyningen og højttalerens nominelle impedans.

En væsentligt højere udgangseffekt kræver en indbygget effektforsyning idet spændingsniveauet bliver for højt til at en ekstern forsyning kan sikkerhedsgodkendes. Grænsen ligger ved 48 V her i Europa. Der er mulighed for at bruge en transformator med ensretter og udglatning eller en AC-DC konverter og spændingsniveauet kan nu vælges frit. Det kræver dog at udstyret gennemfører en sikkerhedsgodkendelse før salg og distribution er lovlig.

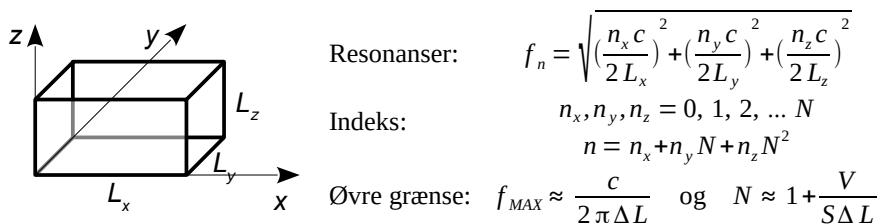
⁴⁴ LM3875 og LM3886 kan afgive 40 W i $8\ \Omega$ og LM4766 kan afgive 2 gange 40 W i $8\ \Omega$ ved en harmonisk forvrængning under 0,1 %. De simple forstærkere LM675 og LM1875 kan afgive omkring 30 W i $8\ \Omega$. De er dog ikke egnede til kvalitetslyd for den harmoniske forvrængning er specifieret til 1 % og min erfaring med LM675 er at den forvrænger hørbart selv ved lavt niveau.

4 LYTTERUMMET

Lydbølgen fra højttaleren vil ikke kun nå frem til lytterens øre, men vil også reflekteres fra rummets flader hvilket danner et komplekst system af trykbølger der påvirker opfattelsen af det materiale vi lytter på, vores indtryk af højttaleren og af det rum vi opholder os i. Påvirkningen kan beskrives fra flere synsvinkler som rummets naturlige resonanser, impulsresponsen og energibetragtninger der alle skal introduceres her.

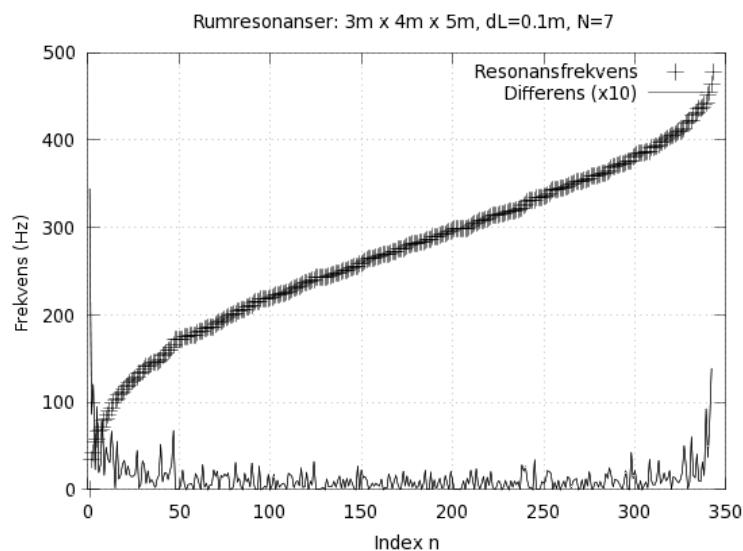
4.1 Stående bølger

Et retvinklet rum vil have et system af egenfrekvenser hvor plane bølger spejles så de understøtter bestemte frekvenser gennem konstruktiv interferens (se udledning i appendiks side 105). Den laveste frekvens hvor der kan dannes resonans resonans i en akseretning har en bølgelængde på halvdelen af længdedimensionen (L_x , L_y og L_z) idet trykbølgen reflekteres ved den væggen og refleksionen derfor kan understøtte den efterfølgende bølgefront. Ved 5 m afstand mellem to vægge er den lavest mulige resonans $f_0 = 34$ Hz hvortil kommer resonans ved de harmoniske frekvenser til på 68 Hz, 102 Hz, ... og tilsvarende gælder for de andre akseretninger.



Figur 4.1 – Plane lydbølger kan eksistere i et rektangulært rum med parvist parallelle vægge.

Der er også mulighed for stående bølger som involverer fire eller seks vægge hvilket beskrives ved at to eller tre værdier af index (n_x , n_y og n_z) er forskellige fra nul. For at plotte resonanserne som funktion af et fælles indeks n kombineres de tre indeksværdier til et enkelt ved at N er den højest mulige værdi. Modellen gælder indtil frekvenser hvor usikkerheden på længderetningen bliver sammenlignelig med bølgelængden. Det kan vises at den øvre grænse er i cirka 550 Hz for et normalt beboelsesrum hvorved det enkelte indeks er begrænset til området $n = 0 \dots 7$.



Figur 4.2 – Plot af resonanserne for et rektangulært rum hvor væggene er hårde. Indeks n står for kombinationen af de tre akseretninger til en enkelt værdi. Afstanden mellem resonanserne er vist 10 gange forstørret så fra 50 Hz og op er der 2 til 3 Hz mellem resonanserne.

Det er en udbredt misforståelse at lytterummet ikke kan benyttes til dybere toner end resonanserne for det pågældende rum. Lyd er tryksvingninger og det er altid muligt for trykket at svinge omkring det statiske lufttryk. Som eksempel kan der udmaerket skabes et stort lydtryk i bassen i en bil trods det lille volumen. For frekvenser under den laveste resonans betyder det at rummet er lille i forhold til bølgelængden og at lydtrykket derfor er det samme overalt.

Modellen kan beskrive forholdene inde i ethvert rektangulært rum og kan derfor også bestemme de stående bølger inde i en højttalers kabinet. De mulige resonanser ligger i mellemtonen hvor øret er meget følsomt for den farvning af lyden som resonanserne giver. For at undgå dem kan man fylde kabinetet helt eller delvist med dæmpningsmateriale og kabinetets sider kan stilles skævt for at undgå parallelle flader i det håb at det udtværer resonanserne ved at mindske deres godhed.

Ved lave frekvenser er det let at adskille de enkelte resonanser som enhver der har sunget i et badeværelse vil vide. Ved højere frekvenser rykker resonanserne sammen og flere resonanser vil blive aktiveret i større eller mindre grad af en stationær tone. Når centerfrekvensen af et antal resonanser falder indenfor båndbredden af det enkelte filter er det umuligt at skelne mellem egenfrekvenserne og man må blot konstattere at der fra middel til høje frekvenser altid er flere af rummets naturlige resonanser involveret.⁴⁵

Grænsefrekvensen mellem det område hvor de enkelte resonanser kan erkendes og det område hvor de er smeltet sammen kaldes for Schröder frekvensen. Den findes fra rummets volumen V og efterklangstid T_{60} hvor beviset må findes andetsteds [HK-84]. Teorien antager at der vil ligge mindst tre resonanser indenfor det midterste filters –3 dB båndbredde.

$$f_s \approx 2000 \sqrt{\frac{T_{60}}{V}} \quad f \text{ i Hz}, T_{60} \text{ i s og } V \text{ i m}^3$$

For et rum på $3 \times 4 \times 5 \text{ m}^3$ er værdien $f_s = 180 \text{ Hz}$ ved $0,5 \text{ s}$ efterklangstid. Resonanserne ligger med 3 Hz afstand som vist i illustrationen på forrige side så båndbredden bliver 6 Hz og godheden af den enkelte resonans findes til omkring 30.

Rummets resonanser er ansvarlig for efterklangen i rummet når en påvirkning pludselig stopper. I kirker kendes det fra slutakkorden fra orglet der kan "hænge i luften" i mange sekunder efter at orglet er blevet tavst. En måling af efterklangen foretages på en lignende vis. En højttaler udsender et støjsignal der indeholder alle frekvenser så samtlige resonanser i rummet aktiveres. Efter en vis tid er lydniveauet blevet konstant og nu standses lyden fra højttaleren og lydniveauet aftager i takt med at lydenergien absorberes i tæpper, træpaneler og vinduer samt luften selv. Efterklangstiden T_{60} er defineret som tiden indtil signalet er reduceret til –60 dB af det oprindelige niveau.

Resonanserne kan beskrives ved dæmpede svingninger der fra filterteorien kan repræsenteres af et anden-ordens filter for hver resonans. Polynomiet nævner indeholder kvadratet på $s = j\omega$ samt kvadratet på resonansfrekvensen $\omega_n = 2\pi f_n$ og summen $\omega_n^2 - \omega^2$ vil ved resonans blive nul så brøken "eksploderer" og filtret svinger med på påvirkningen. Ved frekvenser i kort afstand fra resonansen er nævnerens værdi stor og filtret ignorerer påvirkningen. Amplituden af den n 'te resonans repræsenteres ved konstanten c_k der dog ikke skal bestemmes i denne analyse.

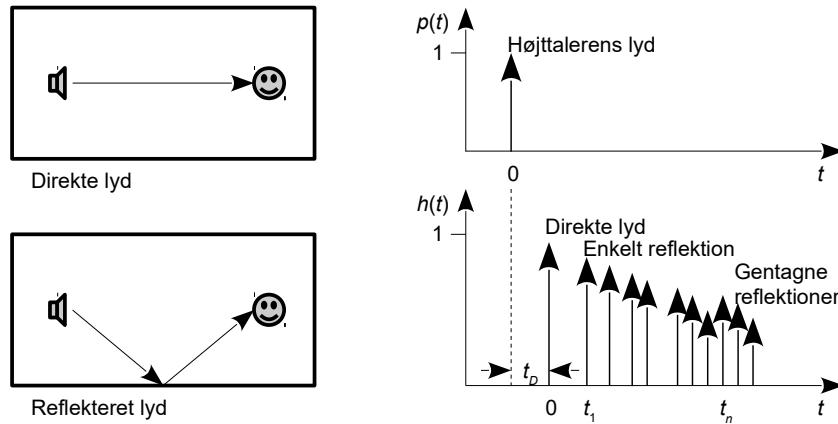
$$H(s) = \sum_{n=0}^N \frac{c_n}{s^2 + 2d_k\omega_n s + \omega_n^2} \quad \Leftrightarrow \quad h(t) = \sum_{n=0}^N c_n \sin(\omega_n t) \exp(-d_k \omega_n t) e(t) \quad \begin{aligned} \omega_n &= 2\pi f_n \\ e(t) &= \text{Enhedsstep} \end{aligned}$$

Anden-ordens filtre er karakteriseret ved at starte og stoppe blødt når en påvirkning pludselig ændres. Ind- og udsvingstiden er relateret til centerfrekvensen og dæmpningen af filtret med en tilnærmet værdi på $\tau = 1/d\omega_n$ og efterklangstiden T_{60} nås ved 7τ . Værdien af dæmpningen ved $d\omega_n$ er fra 1 til 20 s^{-1} [HK-83] så eksempletets værdier giver $T_{60} = 0,8 \text{ s}$ der svarer til et større rum for foredrag og musik, men som ikke repræsenterer et almindeligt beboelsesrum.

45 Se også en diskussion på: <http://www.linkwitzlab.com/rooms.htm>.

4.2 Geometrisk rumakustik

En lydbølge fra lydgiveren udbredes med en konstant hastighed i alle retninger. En lytter i nogen afstand fra lydgiveren vil modtage lydbølgen efter en forsinkelse t_D på cirka 3 ms per meter der er omkring 10 ms for et almindeligt beboelsesrum og en del mere for en foredrags- eller koncertsal.



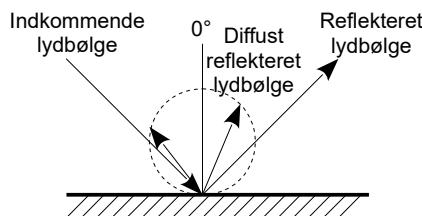
Figur 4.3 – Lydbølger med refleksion i et rektangulært rums flader.

Lydbølgen vil fortsætte sin udbredelse indtil den rammer en af rummets flader hvor den reflekteres og den reflekterede bølgefrent kan derfor nå frem til lytteren efter yderligere forsinkelse. Øret vil modtage et system af lydbølger der både beskriver det materiale der lyttes på og det rum lydkilden og personen befinder sig i.

Med en Dirac-puls fra lydgiveren er alle modtagne bølgefronter også Dirac-pulser så rummets overføringsfunktionen fra højttaler til lytter $h(t)$ kan beskrives som en sum af disse pulser med hver sin amplitude a_n og tidsforsinkelse t_n regnet fra den først modtagne puls.

$$h(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \delta(t - t_n) \quad \xrightleftharpoons{\text{Laplace}} \quad H(s) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \exp(-st_n)$$

Man kan beregne et rums impulsrespons ved at følge de veje som refleksionerne vil løbe, men resultatet bliver kun en tilnærmede uanset hvor omhyggeligt der beregnes. En refleksion forløber ikke med samme store præcision som når en lysstråle rammer et spejl. Der opstår en udværing af det reflekterede signals retning som nu spredes i enhver retning og ikke alene er givet af signalets ind- og udfaldsvinkel.



Figur 4.4 – En lydbølge reflekteres både som en direkte spejling og som en diffus lydbølge.

En beskrivelse benytter en kombination af direkte spejling der står for cirka 80 % af energien i den indfaldne bølgefrent og en mere diffus udstråling i enhver retning for den resterende energi. Den diffuse lyd beskrives ved Lambert-stråling der har et maksimum vinkelret på fladen og som aftager ved en cosinus til nul i 90° vinkel fra normalen (på langs med fladen). Tegningen er symmetrisk omkring normalen vist som 0° så udstrålingen dækker hele det rum som fladen afgrænsler. Efter relativt få refleksioner i et rum bliver hovedparten af energien til et diffust lydfelt [HK-125].

Professionelle programmer for modellering af et rums akustik ved *ray tracing* baserer estimatet af et rums refleksioner på spejling af en lydbølge der startes med en bestemt retning. Som model af den diffuse stråling anvendes statistiske metoder for at ændre lidt på refleksionens retning i forhold til en direkte spejling.

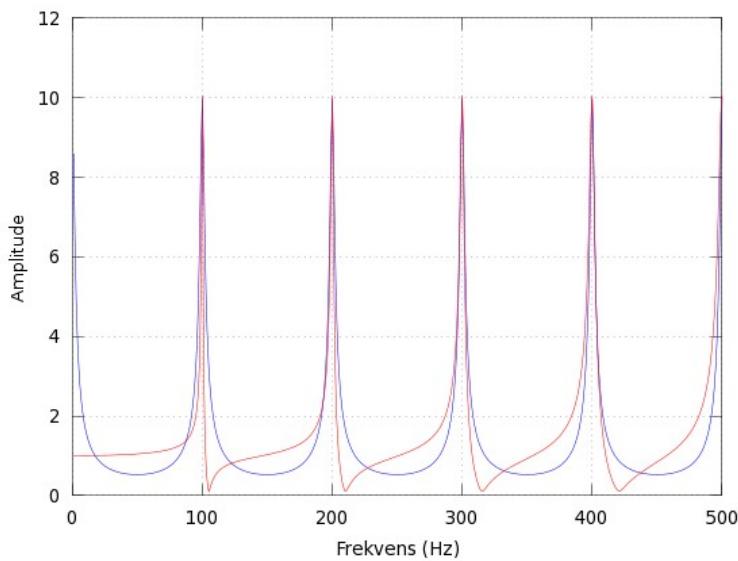
For resonansernes vedkommende vil de stående bølger ses i impulsresponsen som grupper af Dirac-pulser med fast tidsinterval Δt og en eksponentielt aftagende amplitude fra startværdien a_0 . Amplituden af hver refleksion reduceres med faktor $\rho = 1 - \alpha$ hvor α er absorptionskoefficienten for den reflekterende flade. For stående bølger mellem to parallelle flader vil en hel periode af signalet inkludere to refleksioner (ρ^2) hvis den diffuse refleksion ignoreres.

Det sammenfattes herunder til den komplekse overføringsfunktion for rummet. Sidste trin omformer den uendelige sum af x^m til $1/(1-x)$ ved et tabelværk [RW-185].

$$a_m = a_0 \rho^{2m} \quad \Rightarrow \quad H(s) = a_0 \sum_{m=0}^{\infty} \rho^{2m} \exp(-s m \Delta t) = a_0 \sum_{m=0}^{\infty} [\rho^2 \exp(-s \Delta t)]^m = \frac{a_0}{1 - \rho^2 \exp(-s \Delta t)}$$

For refleksioner der involverer fire flader er der fire refleksioner i et forløb (ρ^2 skal erstattes med ρ^4) og for refleksioner mellem alle seks flader er der seks refleksioner involveret (ρ^2 skal erstattes med ρ^6).

Resultatet er vist herunder som den blå kurve der viser en kraftig værdi hver gang den komplekse eksponentialfunktion roterer forbi én og reducerer nævneren til næsten nul. Refleksionen er valgt til $\rho = 0,9486$ som svarer til en meget hård væg (absorptionskoefficienten er $\alpha \approx 0,05$) for at opnå en tydelig visning med en amplitude på den tilfældigt valgte værdi 10 (med $a_0 = 1$). Tidsforsinkelsen er valgt til $\Delta t = 10$ ms for at opnå centerfrekvensen $f_0 = 100$ Hz.



Figur 4.5 – Impulsresponsen (blå) og modellen med anden-ordens sektioner (rød).

Udtrykket for $H(s)$ er en periodisk funktion med en konstant ρ^2 som repræsentant for dæmpningen fra periode til periode. Ved en opbygning med anden-ordens sektioner som behandlet i forrige afsnit er det muligt at modellere overføringsfunktionen hvor ω_n fra hver sektion svarer til en af de mulige stående bølger i den aktuelle retning langs med aksen. Det vises med rød farve i figuren hvor dæmpningen er valgt til $d = 0,005$ for at svare til den blå kurve. [HK-83]

$$\text{Stående bølger: } H_S(s) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{a_n \omega_n^2}{s^2 + 2d_n \omega_n s + \omega_n^2}, \quad \omega_n = n \omega_0 = \frac{2\pi nc}{2L}$$

Rummets resulterende overføringsfunktion består af tre dele.

Først ankommer det direkte signal fra højttaleren som her er repræsenteret ved et 1-tal. Dernæst når de første refleksioner frem til øret fra de nærmeste større flader som fx gulvet. Endelig kommer bidragene fra de stående bølger som bygges op og klinger ud med en hastighed bestemt af dæmpningsfaktoren for svingningen.

$$H(s) = \underset{\text{Direkte}}{1} + \sum_{F=\text{Flader}} \frac{r_D}{r_F} \exp(-j2\pi f t_F) + \underset{\text{Stående bølger}}{H_S(s)}$$

Første reflektioner

Ved måling på højttaleren i et lyddæmpet rum vil kun den direkte lyd bestemmes, men lyden vil i et beboelsesrum blive påvirket af de uundgåelige refleksioner fra gulv og loft og andre store flader i nærheden af højttaleren. Det inkluderer større møbler og halvvægge. Ved lave frekvenser vil de første refleksioner understøtte det direkte signal så lydniveauet hæves. Ved specifikke frekvenser fra typisk musikinstrumenter vil det resulterende miks af konstruktiv og destruktiv interferens give en "krøllet" frekvensrespons der opfattes som lytterummets påvirkning af lydkildens direkte signal.

Efter en vis tid opbygges et lydtryk fra de stående bølger i rummet hvilket øret opfatter som den farvning af lyden rummet bidrager med ud over påvirkningen af den direkte lyd. Den tidsmæssige grænse for hvornår rummet skiller sig ud er svær at definere skarpt, men er i omegnen af 60 ms så de senere refleksioner kan opfattes som givet ved de stående bølger.

Lydlaboratorier eksperimenterer med at måle på højttalere i et rum med tre hårde flader i den del hvor højttaleren opstilles og dertil tre lydabsorberende flader for på den måde at inkludere de tidlige refleksioner uden stående bølger fra rummet. Ved lave frekvenser vil de tre vægge have lydtrykket med små 10 dB hvortil kommer interferens ved stigende frekvens og det tillader så producenten at arbejde sig frem til en anbefalet placering i rummet hvor responsen bliver som ønsket for den direkte lyd plus de første refleksioner fra gulv og vægge.

4.3 Statistisk rumakustik

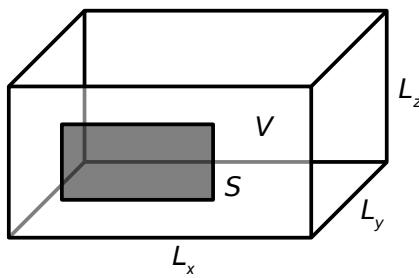
En anden angrebsvinkel antager at lydenergien er konstant overalt i rummet.

4.3.1 Sabines formel

Sabine udviklede sin formel for et lydfelts uddøen (efterklangstiden) ved at ændre på mængden af lydabsorberende materiale i et rum og studere den tid det tog for et signal at blive reduceret 60 dB. Det resulterede i hans berømte formel for efterklangstiden T_{60} som funktion af rummets volumen V og det lydabsorberende areal S .

$$T_{60} = \ln(10^6) \frac{4V}{Sc} \quad T_{60} = 55,3 \frac{V}{Sc} \quad T_{60} = 0,16 \frac{V}{S} \quad S = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots$$

Formlerne gælder ved cirka 20°C og mens de to første formeler er neutrale overfor det anvendte enhedssystem kan den sidste formel kun anvendes med SI-enheder.



Differentialligning:

$$P_A = V \frac{dw}{dt} + \frac{Scw}{4} \Rightarrow w = w_0 \exp\left(-\frac{Sc}{4V}t\right)$$

Efterklangstid:

$$\frac{w}{w_0} = 10^{-\frac{60 \text{dB}}{10 \text{dB}}} \Rightarrow T_{60} = -\ln(10^{-6}) \frac{4V}{Sc}$$

Energibalancen:

$$w_0 = \frac{4P_A}{Sc} = \frac{p_{RMS}^2}{\rho c^2} \Rightarrow p_{RMS} = \sqrt{\frac{4\rho c P_A}{S}}$$

Figur 4.6 – Efterklangstiden for et rektangulært rum.

Sabine udviklede sin formel baseret på målinger, men formlen kan udledes fra energibetrægninger ved et diffust lydfelt (se side 113). Lydtrykket i rummet p_{RMS} findes ved en energibalancen mellem den tilførte akustiske effekt P_A fra en lydkilde og den absorberede effekt i arealet S .

Formlen antager at det absorberende areal S er i stand til at optage hele den energi der rammer arealet. Det gælder for et åbenstående vindue, men i praksis er materialers absorption mindre god for en del af energien reflekteres tilbage til rummet. Derfor beregnes et effektivt absorptionsareal S fra en sum af arealer (S_1, S_2, \dots), der hver er beskrevet ved en absorptionskoefficient ($\alpha_1, \alpha_2, \dots$), som repræsentant for hvor godt det enkelte areal er i stand til at absorbere lyden. Værdien af absorptionskoefficienterne går fra 0 hvor intet absorberes til 1 hvor alt absorberes. Arealerne kan grupperes som beton, træ'd're og vinduer. Absorptionskoefficienten er frekvensafhængig og opgives enten som en kurve eller ved specifikke frekvenser som det skal vises senere.

4.3.2 Eyrings formel

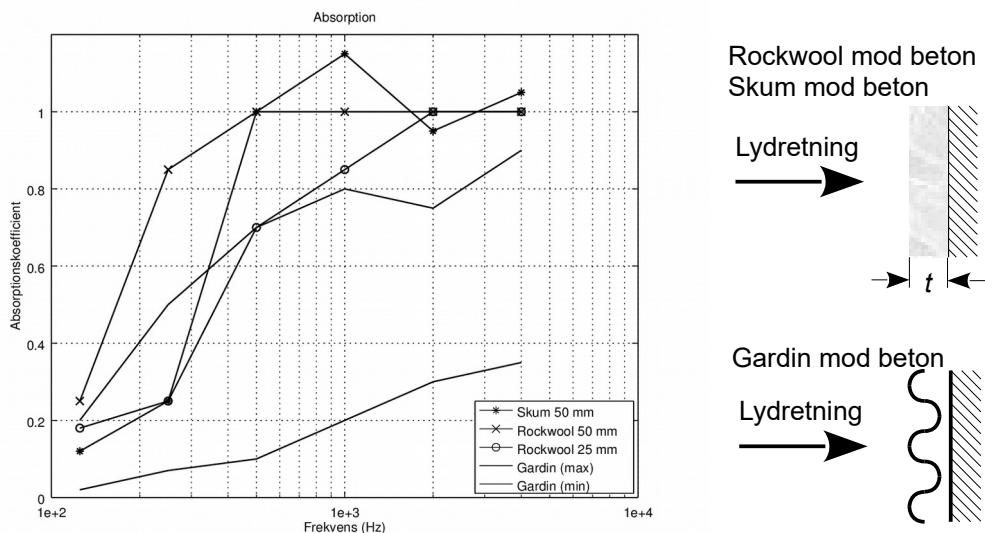
For lyddæmpede rum giver Sabines formel en efterklangstid selv om der ikke er refleksioner. En modificeret udgave af Sabines formel blev udledt af Eyring ud fra geometriske betragtninger som fx den gennemsnitlige længde lyden vandrer i et rum inden den reflekteres og den inkluderer også dæmpningen fra lydens vandring gennem luften [HK-141]. For et lyddæmpet rum ($\alpha = 1$) er logaritmen minus uendelig og det giver den korrekte værdi af efterklangen på nul.

$$T_{60} = 0,16 \frac{V}{4mV - S \ln(1-\bar{\alpha})} \quad \text{hvor} \quad \bar{\alpha} = \frac{1}{S} \sum_n S_n \alpha_n$$

Koefficienten m er cirka $0,0011 \text{ m}^{-1}$ ved 1 kHz , 20°C og 60% relativ luftfugtighed [HK-163] så den kan ignoreres for mindre rum. For rum med ringe dæmpning bliver formlen lig med Sabines.

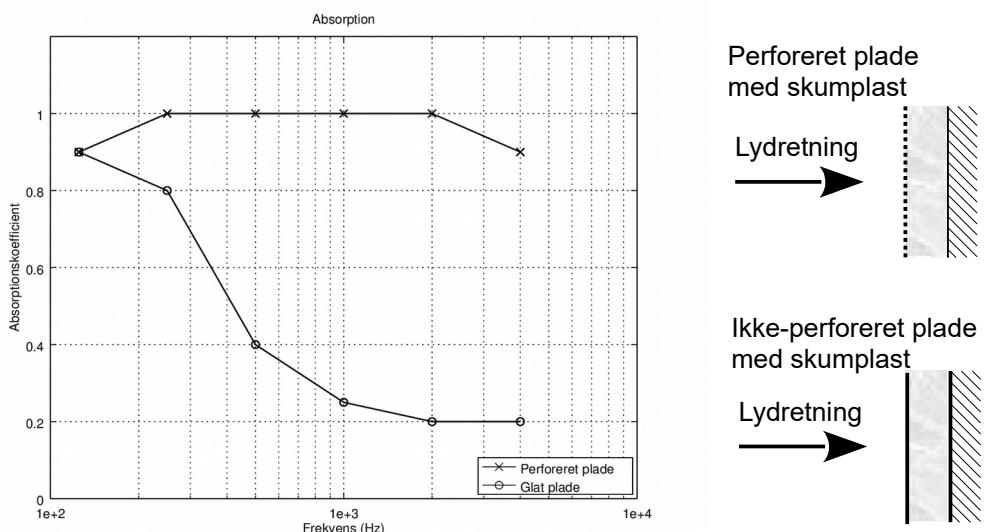
4.3.3 Absorptionskoefficienter

Herunder vises nogle få kurver over lydabsorption. De første tre kurver angår en typisk opsætning af lydabsorberende skumplast og Rockwool direkte på en hård betonvæg. Tykkelsen er afgørende for hvor lave frekvenser der kan dæmpes for partikelhastigheden er nul ved væggen så det er kun ved høje frekvenser at der er bevægelse i luften inde i materialet. En populær tommelfingerregel siger at materialet skal fylde mindst en kvart bølgelængde ved den dybeste frekvens der skal absorberes og det er 1,7 kHz ved 50 mm så reglen er noget pessimistisk. Til sammenligning er medtaget rapporterede data for gardiner hængt op foran en hård væg. Der er vist to kurver for de højeste og laveste værdier fundet i litteraturen.



Figur 4.7 – Absorptionskoefficienten for nogle typiske materialer [CD-157, CD-158 og CD-165].

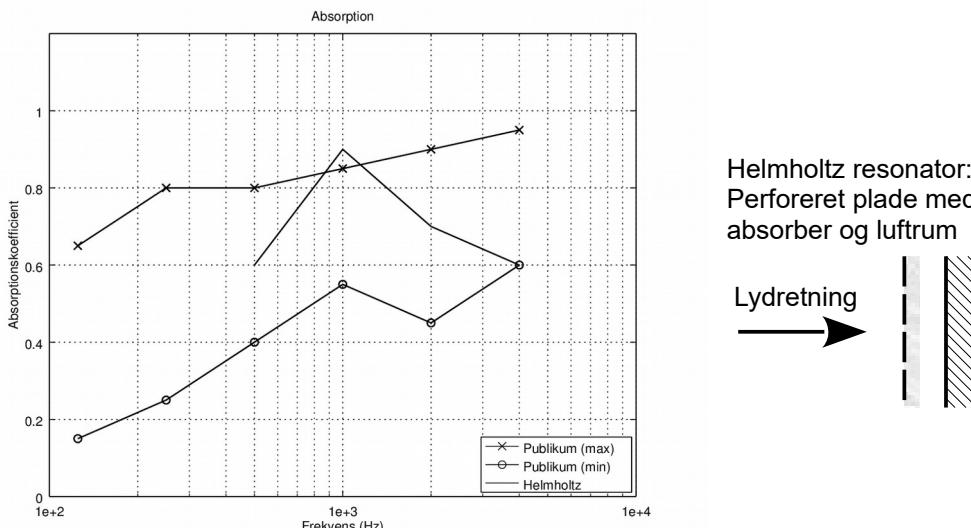
Illustrationens værdi går et par steder over én hvilket skyldes målemetoden. Materialet beskrives i formlerne efter Sabine og Eyring ved et areal, men en prøve kan i et målerum inkludere dæmpning fra siden eller arealet kan virke større end det projicerede areal på grund af en profilering som det er tilfældet med data for skumplast. Her vil diffraktion bøje lyden ned mod absorptionsmaterialet.



Figur 4.8 – Absorptionskoefficienten for membran absorbering [CD-207].

For at opnå større absorption ved lave frekvenser kan benyttes absorbere baseret på en membran. De består af en plade eller film af træ, plast eller metal som lydtrykket får til at vibrere. Derved skal luften bag ved membranen også svinge så luften presses igennem det absorberende materiale. Illustrationen viser to absorbere med en tynd metalplade. Den ene plade er perforeret for tillade absorption af de høje frekvenser der ellers blot vil blive reflekteret af den glatte metalplade.

Resonans-absorbere bygger på en Helmholtz resonans der udnytter etegiveligheden af et luftvolumen i samarbejde med massen af en luftprop kan gå i resonans over et frekvensområde og her absorbere energi. De findes i mange udfornninger med et enkelt eksempel vist herunder.



Figur 4.9 – Absorptionskoefficienten for Helmholtz resonator og publikum [CD-196 og CD-231].

Endelig vises absorptionen for publikum i en koncertsal som den maksimale og minimale værdi af de målte værdier for et antal af koncertsale.

5 APPENDIKS

Udbredelsen af lyd beskrives ved bølgeligningen der viser hvordan en trykbølge udbreder sig i et medium. Ligningen kan kun løses analytisk for et fåtal af applikationer og i denne bog omtales de plane og sfæriske bølger der har det til fælles at de kan beskrives ved én længdedimension. Det vises hvordan løsningerne kan forklare resonanserne i et musikinstrument, den fjedrende virkning af en indespærret luftmængde i et kabinet, højttalerens strålingsimpedans, refleksion fra gulvet og interferens samt hvordan løsningerne kan beskrive forholdene i et lytterum med stående bølger og hvordan de leder til den statistiske rumakustik.

5.1 Bølgeligningen

Akustikken har to variable trykket p (sound pressure) og partikelhastigheden u (particle velocity). Der er en analogi til elektronikkens spænding og strøm og det betyder at akustikkens elementer med godt resultat kan beskrives ved den elektriske kredsløbsanalyse med masse, modstand og fjedervirkning hvilket uddybes på side 115. Trykket er den øjeblikkelige afvigelse fra det statiske lufttryk P_0 (barometerstanden) og partikelhastigheden refererer til hastigheden af en del af det medium som lyden udbredes i. Umiddelbart foran en højttalers membran er partikelhastigheden lig med membranens hastighed idet højttaleren tvinger luften til at svinge.

Relationen for lydtrykket som funktion af stedet og tiden vises herunder for positionen x . Det kan ændres til at gælde for et punkt i rummet ved at tilføje tilsvarende ligninger for y - og z -akserne. Bølgeligningen har ingen kraftkilde så den udtrykker alene de mulige svingninger. For en klarinet kan det eksempelvis være de frekvenser hvor det cylindriske rør vil kunne gå i resonans.

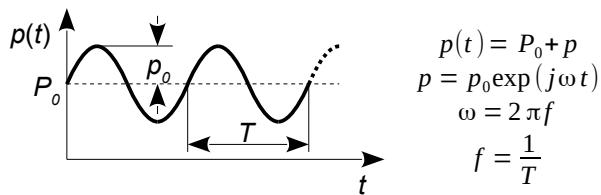
$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 p}{dt^2} \quad c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}} \approx 345 \text{ m/s}$$

$$u = -\frac{1}{\rho} \int \frac{dp}{dx} dt \quad \gamma \approx 1,40$$

$$P_0 \approx 100 \text{ kPa} \quad \rho \approx 1,18 \text{ kg/m}^3$$

Lydens hastighed c er givet af tre parametre som afhænger af det medium som lyden udbredes i og til en vis grad af frekvensen af svingningen idet γ reduceres til én ved meget lave frekvenser.

Bølgeligningen kan opstilles med partikelhastigheden som variabel og det resulterer i det samme formeludtryk blot med p erstattet af u så løsningen for partikelhastigheden er af samme karakter. Det er dog ikke nødvendigt at løse bølgeligningen for partikelhastigheden for det udtryk der blev fundet for lydtrykket kan bruges til at skaffe et udtryk for partikelhastigheden ved den integration som vist nederst i rammen. Det har den fordel at de konstanter der indgår i løsningen for lydtrykket kan genbruges hvilket giver en frihed ved det analytiske arbejde.



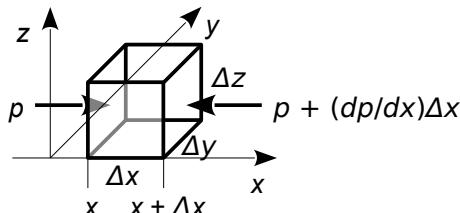
Figur 5.1 – Lydbølger udgør svingninger omkring barometerstanden.

Det øjeblikkelige lufttryk $p(t)$ beskrives som små trykvariationer p omkring det statiske lufttryk P_0 der almindeligvis kaldes 1 atm eller 1 bar og er på cirka 100 kPa ved jordoverfladen. Lufttrykket beskrives som en harmonisk svingning omkring det statiske lufttryk med amplituden p_0 og frekvensen f og ved hjælp af en Fourier rækkeudvikling kan det udvides til at gælde for enhver repetitiv svingning. Ved et lydtryk på 120 dB SPL er amplituden 20 Pa som udgør 0,02 % af det statiske lufttryk så der er god grund til at antage linearitet for almindelige akustiske forhold.

Herunder udledes bølgeligningen og på de efterfølgende sider diskutes nogle løsninger til den. Først findes løsningen til en plan bølge der diskutes fra side 100 og fra side 107 omhandles den sfæriske bølge. Først benyttes Newtons anden lov for at beregne accelerationen af luftpartiklen hvilket leder til en relationen mellem tryk p og partikelhastighed u . Derefter studeres voluminets størrelse når trykbølgen passerer og i tredje trin udnyttes idealgasloven. Til slut samles delene.

For at udlede bølgeligningen betragter vi en såkaldt "luftpartikel" der er en lille ansamling af gas som i tilfældet atmosfærisk luft består af 78 % kvælstof, 21 % ilt og 1 % af andre gasarter. Luften består hovedsageligt af dobbeltmolekyler (N_2 og O_2) og antages at opføre sig som beskrevet ved idealgasloven. Bølgeligningen kan beskrive trykudbredelse i andre medier og er eksempelvis gyldig for lydbølger i vand hvor den primære forskel er en lydhastighed på cirka 1,5 km/s.

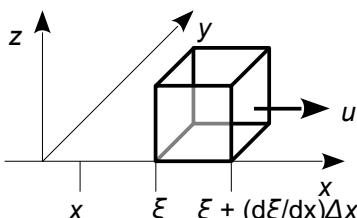
Luftpartiklen antages her at være kasseformet med et volumen på $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ og massen er ρV hvor $\rho = 1,18 \text{ kg/m}^3$ er massefylden af atmosfærisk luft. Lydtrykket p er amplituden af svingningen omkring det statiske tryk. Med en lydbølge langs med x -aksen vil trykket øges fra p ved punktet x med stigningen (gradienten) dp/dx til værdien $p + (dp/dx)\Delta x$ ved punktet $x + \Delta x$. Den resulterende kraft ΔF på voluminet er givet ved trykket gange arealet af fladen $\Delta y \Delta z$. Fortegnet er negativt idet trykket stiger i aksens retning og det presser voluminet i modsat retning. Fra Newtons anden lov kan kraften nu skrives som masse gange acceleration udtrykt som den afledte af hastigheden v .



$$\begin{aligned}\Delta F &= -\left(\frac{dp}{dx}\Delta x\right)\Delta y \Delta z = -\frac{dp}{dx}V \\ \frac{dp}{dx}V &= -\rho \Delta x \Delta y \Delta z \frac{du}{dt} \\ \frac{dp}{dx} &= -\rho \frac{dv}{dt} \quad (\text{Ligning 1})\end{aligned}$$

Figur 5.2 – Et luftvolumen påvirkes af en resulterende kraft når en lydbølge passerer, og det vil give den en acceleration efter Newtons anden lov.

Kraftpåvirkningen accelererer luftvoluminet i x -aksens retning. Hvis venstre side på et tidspunkt har bevæget sig stykket ξ vil højre side have bevæget sig med $d\xi/dx$ over stykket $\xi + (d\xi/dx)\Delta x$. Det giver en forøgelse af voluminet dV givet ved længdeudvidelsen $(d\xi/dx)\Delta x$ gange med fladen $\Delta x \Delta z$. Partikelhastigheden u findes som ændringen i position over tid gennem definitionen $u = d\xi/dt$.



$$\begin{aligned}dV &= \left(\frac{d\xi}{dx}\Delta x\right)\Delta y \Delta z = \frac{d\xi}{dx}V \\ u &= \frac{d\xi}{dt} \Rightarrow d\xi = u dt \\ dV &= V \frac{du}{dx} dt\end{aligned}$$

**Figur 5.3 – Kompression og ekspansion ændrer voluminet som funktion af hastigheden som tryk-
ket ændres med.**

Relationen mellem den absolutte værdi af trykket $p(t)$ og voluminet V er givet af idealgasloven fra termodynamikken. For signaler i det hørbare område varierer trykket så hurtigt at den termiske energi som følge af trykvariationerne ikke kan nå at blive udjævnet hvilket betyder at temperaturen stiger og falder med trykket. Gaslovens relation bliver $pV^\gamma = \text{konstant}$ hvor $\gamma = 1,4$ for luft.

Ved at differentiere med hensyn til voluminet bliver den afledte nul da differentialet af en konstant er nul. Reglen for differentiation af en sammensat funktion giver sammenhængen mellem ændring i tryk og volumen. Udtrykket for dV der blev fundet ovenfor indsættes i ligningen og det leder til endnu en relation for ændringerne i tryk og hastighed.

$pV^\gamma = \text{konstant}$ (idealgasloven)
 $\gamma = 1,4$ for en adiabatisk proces



$$\frac{d\{pV^\gamma\}}{dV} = 0 \Rightarrow \frac{dp}{dV}V^\gamma + p\frac{dV^\gamma}{dV} = 0 \xrightarrow[p=P_0+p]{p \ll P_0} dp = -\gamma P_0 \frac{dV}{V}$$

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma P_0 \frac{du}{dx} \quad (\text{Ligning 2})$$

Figur 5.4 – Termodynamikken giver relationen mellem tryk og volumen for en adiabatisk process hvor temperaturen oscillerer.

Vi har nu to relationer mellem lydtryk og partikelhastighed hvorfra lydtrykket kan isoleres ved at differentiere dp/dx med hensyn til stedet og dp/dt med hensyn til tiden. Det resulterer i to udtryk for $d^2u/dxdt$ og da de to udtryk må være ens findes bølgeligningen.

Ligning 1	$\frac{dp}{dx} = -\rho \frac{du}{dt} \xrightarrow{d/dx} \frac{d^2p}{dx^2} = -\rho \frac{d^2u}{dx dt}$	$\frac{d^2p}{dx^2} = \frac{1}{c^2} \frac{d^2p}{dt^2}$
Ligning 2	$\frac{dp}{dt} = -\gamma P_0 \frac{du}{dx} \xrightarrow{d/dt} \frac{d^2p}{dt^2} = -\gamma P_0 \frac{d^2u}{dx dt} \Rightarrow c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}}$	
Partikelhastighed	$\frac{dp}{dx} = -\rho \frac{du}{dt} \Rightarrow du = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} dt$	$u = -\frac{1}{\rho} \int \frac{dp}{dx} dt$

Figur 5.5 – Sammenfatning af udtrykkene giver den eftersøgte bølgeligning og en relation til partikelhastigheden.

Faktoren til den tidsaflede kaldes $1/c^2$ hvor c er lydhastigheden på cirka 345 m/s ved normal lufttemperatur. Ligning 1 viser en relation mellem trykket og partikelhastigheden der gør at en løsning til lydtrykket uden videre kan bruges til at beskrive partikelhastigheden.

Isaac Newton opstiller bølgeligningen omkring 1700 på basis af egne love om kraft og acceleration samt den teori om differentialligninger han havde udviklet. Sammen med arbejder indenfor optik og gravitation er det en præstation der gør ham til den mest betydende videnskabsmand nogensinde. Kun Albert Einstein og Niels Bohr kommer op i samme liga. Bølgeligningen er i dag pensum på alle universiteter med undervisning indenfor elektromagnetisme, fysik og akustik.⁴⁶

Bølgeligningen beskriver svingninger og en mulig løsning skal vises ved en såkaldt *prototype* der her beskriver lydtrykkets svingning langs x -aksen ved en cosinus og over tid t ved en sinus. Ved at differentiere og indsætte i bølgeligningen ses at det giver en løsning for specifikke værdier af de to konstanter k og ω . Eksemplet beskriver en stående bølge og emnet uddybes side 105.

Prototype: $p = p_0 \cos(kx) \sin(j\omega t)$

$$\frac{d^2p}{dx^2} = -p_0 k^2 \cos(kx) \sin(j\omega t) \Rightarrow -p_0 k^2 \cos(kx) \sin(\omega t) = -\frac{1}{c^2} p_0 \omega^2 \cos(kx) \sin(\omega t)$$

$$\frac{d^2p}{dt^2} = -p_0 \omega^2 \cos(kx) \sin(\omega t) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \Rightarrow k = \pm \sqrt{\frac{\omega}{c}}$$

Som hovedregel kan bølgeligningen ikke løses analytisk og man er henvist til numeriske metoder hvor en hurtig computer slider sig igennem et astronomisk antal beregninger for at løse en given opgave. Det er populært ved så forskelligartede opgaver som beregning af spændinger i en ståkonstruktion og estimering af efterklang i planlagt en koncertsal.

Jeg vil gennemgå to af de situationer hvor der findes analytiske løsninger. En *plan bølge* benyttes til at beskrive lydens udbredelse i luftkanaler og resonanser i et musikinstrument. En *sfærisk bølge* forklarer lydens udbredelse i lytterum og de stående bølger i en højttalers kabinet.

46 Læs David Favrholt "Filosoffen Niels Bohr", Informations Forlag, 2009.

5.2 Plane bølger

Den viste form af bølgeligningen angiver såkaldte plane bølger hvor tryk og partikelhastighed kun er funktion af én variabel så trykket ændres ikke langs med y- og z-akserne. Det kan billedeligt ses som en trykflade der udbredes langs med x-aksen og som strækker sig uendeligt langt ud af y- og z-akserne. Det er selvfølgelig en fysisk umulig situation for energien i den plane bølge ville være uendelig rent bortset fra at der ikke er uendeligt med plads i luftlaget over jorden, men det er en brugbar model hvis man kun betragter en lille del af et akustisk område.

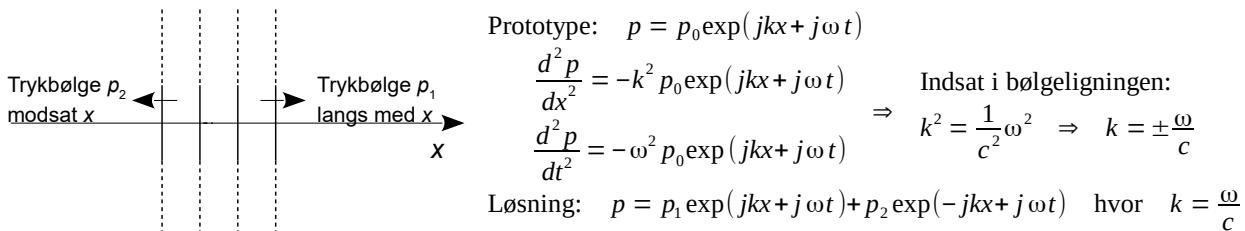
Plane bølger:	$p = p_1 \exp(j\omega t - jkx) + p_2 \exp(j\omega t + jkx)$	$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$
	$u = \frac{1}{\rho c} [p_1 \exp(-jkx) - p_2 \exp(jkx)] \exp(j\omega t)$	

Faktoren $\rho c \approx 410 \text{ kg m s}^{-1}$ kaldes den karakteristiske impedans af luftmediet.

Modellen med plane bølger benyttes derfor ved analyse af lydtrykket i et mindre område i stor afstand fra lydkilden hvor bølgen kan regnes for plan eller ved lydudbredelse i smalle rør som resonanser i et musikinstrument eller transmission af lyd i et ventilationssystem.

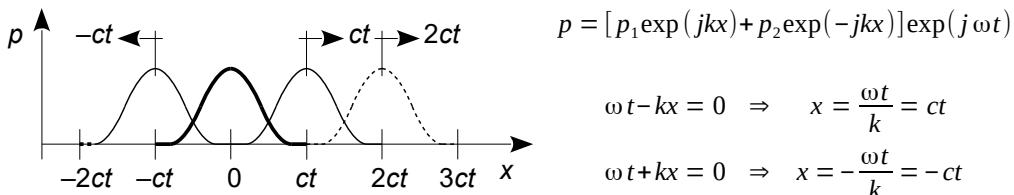
Bølgeligningen angiver en afhængighed af både tid og sted. På grund af antagelsen af linearitet er det muligt at få en løsning hvor udtrykket for positionen ikke er relateret til tidens udtryk. Vi eftersøger derfor en løsning af typen $p = p_0 f(x) g(t)$ hvor p_0 er amplituden af lydtrykket og hvor f og g er funktioner af henholdsvis sted og tid.

Differentialligninger har ofte løsninger baseret på eksponentialfunktionen så et sted at starte er et gæt på $f(x) = \exp(jkx)$ for afhængigheden af stedet og $g(t) = \exp(j\omega t)$ for afhængigheden af tiden. Her er k og ω to konstanter der kan fastlægges når de ydre forhold er kendte. Ved at differentiere og indsætte i bølgeligningen ses at prototypen faktisk er en løsning, at den lægger et bånd på de mulige værdier for de to konstanter k og ω og at der vil være netop to mulige løsninger.



Figur 5.6 – En plan bølle udbredes kun langs med én akseretning, men der kan samtidigt eksistere bøller i begge retninger. Det øjeblikkelige lydtryk i et punkt er givet ved summen af de to bøller.

Den komplette løsning udgør en sum af de to udgaver af prototypen da der er to mulige fortegn til konstanten k . De to løsninger kan ikke forventes at have samme amplitude så p_0 erstattes af to parametre p_1 og p_2 der først kan bestemmes når de akustiske forhold er kendte. Bølgeligningen viser derfor kun den mulige løsnings udseende og der skal mere information til i form af eksterne forhold til for at fastlægge detaljerne.

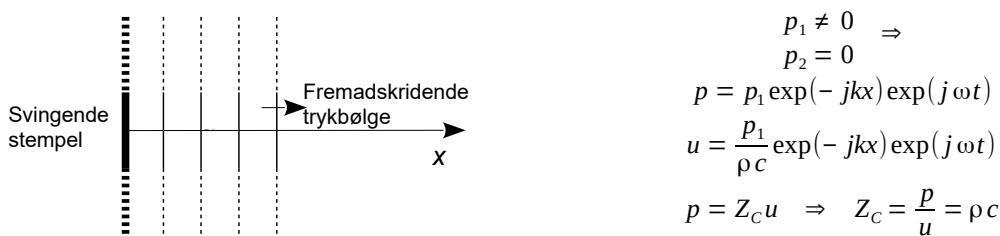


Figur 5.7 – Bølgeligningens to dele repræsenterer to bøller, der løber i hver sin retning af x-aksen. De to bøller bevæger sig med lydens hastighed og vil normalt have forskellig amplitud.

5.2.1 Plan bølge i én retning

Der er to løsninger til bølgeligningen bestående af en fremadskridende bølge med amplituden p_1 og en bølge i modsat retning med amplituden p_2 . Hvis vi interesserer os for et punkt hvor bølgen har et givet niveau vil punktet flytte sig med lydens hastighed. For at kunne følge med trykket skal positionen x følge med tiden t og det svarer til et konstant argument til eksponentialfunktionerne. Herover vises de to situationer hvor argumentet til eksponentialfunktionerne er nul svarende til et lydtryk hvor $p = p_1 + p_2$. Første ligning er derved opfyldt når positionen løber i x-aksens negative retning med lydens hastighed og anden ligning er tilsvarende opfyldt når positionen løber i den positive retning af x-aksen.

Visse steder vil de to trykbølger addere (konstruktiv interferens) mens de andre steder balancerer hinanden ud (destruktiv interferens). Det kan fx udnyttes til at beregne resonanser i rør.



Figur 5.8 – En plan og fremadskridende lydbølge har overalt den samme amplitude af lydtrykkets oscillation og desuden svinger lydtryk og partikelhastighed i fase.

Lad os først betragte en situation hvor der kun er lydudbredelse i x-aksens positive retning. Det betyder at $p_2 = 0$ og kan beskrive lydudbredelse i et smalt rør hvor friktionen mod rørets overflade ignoreres. Der er analogi til elektriske kredsløb hvor en spænding driver en strøm i en givet retning med Ohms lov som definition af impedansen af kredsløbet. For elektriske kredsløb er impedansen defineret ved forholdet mellem amplituden af spænding og strøm og på samme måde defineres impedansen af et akustisk system ved forholdet mellem de komplekse amplituder af lydtrykket p og partikelhastigheden u .

Den karakteristiske impedans Z_C for en plan og fremadskridende lydbølge er $\rho c \approx 410 \text{ Pa s/m}$. Enheden viser at impedansen er tryk per hastighed. Værdien er reel så lydtryk og partikelhastighed er overalt i fase hvilket netop definerer en plan bølge.

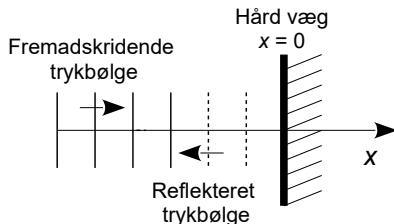
Plane bølger benyttes til at beskrive forholdene umiddelbart foran en højttaler hvor luften så at sige blot følger med membranens svingning og trykbølgen derfra udbredes med lydens hastighed. I større afstand går bølgeudbredelsen over i sfæriske bølger. Grænsen for (lokalt) plane bølger går ved cirka 10 % af membranens diameter.

Musikinstrumenter er gode eksempler for plane bølger da rørenes diameter ofte er mindre end bølgelængden af resonansen. Eksempelvis er bølgelængden på 330 mm ved 1046 Hz der er det høje C og som danner en praktisk øvre grænse for flertallet af blæseinstrumenter. Diameteren af de typiske musikinstrumenters rør er under 30 mm. En beskrivelse med plane bølger kan derfor forventes at give et korrekt resultat da der ikke kan eksistere andre former for lydudbredelse inde i røret. Undtagelsen er shallstykket for saxofon og basun, men et nærmere studie viser at de ikke er aktivt deltagende i resonansen.

Starten af en hornhøjttaler beskrives også gennem plans bølger. Ved høje frekvenser opstår der dog mulighed for andre typer af svingninger enten cirkulært langs med indersiden af røret eller på tværs af røret. Disse svingninger kan absorbere energi fra den fremadskridende (plane) bølge og det er medvirkende til en irregulær frekvensgang og den øvre grænse for hornhøjttaleren.

5.2.2 Refleksjon

Den plane bølge udbredes langs med den positive retning af x-aksen så længe der ikke er nogen hindring for lyden. Hvis en stor og hård flade står vinkelret på lydudbredelsen i positionen $x = 0$ så er det umuligt for luftpartiklerne at vibrere ved overfladen af fladen. Partikelhastigheden bliver nul. Indsættes kravet i udtrykket for partikelhastigheden ses at en refleksion medfører en trykbølge i den negative retning af x-aksen med samme lydtryk som den indfaldne lydbølge ($p_2 = p_1$). Her er det udnyttet at $\exp(j\theta) = \cos(\theta) + j\sin(\theta)$ for at omsætte udtrykkene til noget enkelt.⁴⁷



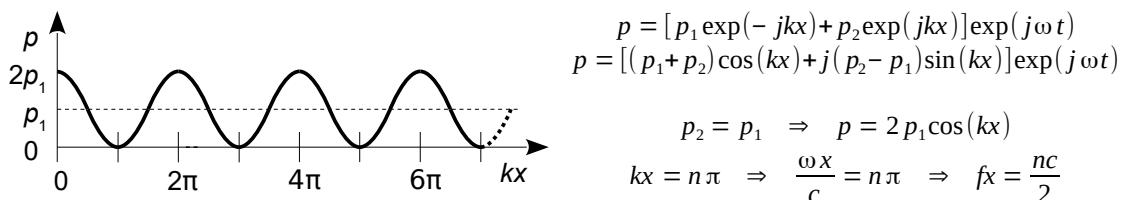
$$u(0) = \frac{1}{\rho c} [p_1 - p_2] \exp(j\omega t) = 0 \Rightarrow p_2 = p_1 \Rightarrow$$

$$p(x) = 2p_1 \cos(kx) \exp(j\omega t) \Rightarrow |p(x)|_{\max} \text{ for } x = \frac{nc}{2f}$$

$$u(x) = -2j \frac{p_1}{\rho c} \sin(kx) \exp(j\omega t). \quad \text{hvor } n = 0, 1, 2, \dots$$

Figur 5.9 – En plan lydbølge reflekteres fra en hård og plan væg. Det skaber en trykbølge i den modsatte retning af x-aksen og med samme lydtryk som den indfaldne lydbølge.

Den reflekterede lydbølge vil adderes til den indfaldne lydbølge (superposition) og den samlede amplitude af lydtrykket bliver funktion af positionen og frekvensen. Det kaldes for interferens. Hvis vi opholder os i afstanden hvor $kx = \pi$ bliver $\cos(kx) = -1$ og amplituden af lydtrykket er maksimal. Det svarer til en afstand fra væggen på $x = c/2f$, som er 1 meter ved frekvensen 170 Hz samt multipla heraf.



Figur 5.10 – Trykkets amplitude p varierer på given position med frekvensen. Variationen er kraftig de steder hvor frekvens f og position x tilsammen giver et heltaligt multiplum af $c/2$.

Trykkets amplitude kan betragtes i en given position. Det svarer til kun at interessere sig for hvor meget trykket stiger og falder et given sted. Det er en fordel at sætte tidsudtrykket $\exp(j\omega t)$ udenfor en parentes så amplituden af trykket nu beskrives ved en kompleks amplitude med et fælles udtryk for svingningen over tid. Trykket ses da at variere med det dobbelte af den enkelte plane bølgens amplitude. Svingningen i amplituden er $\pm 100\%$ omkring amplituden af den indfaldne plane bølge.

Det er værd at notere sig at tryksvingningen er maksimal ved begrænsningen samt i multipla af halve bølgelængder fra begrænsningen. Det er vigtigt for at forstå funktionen af musikinstrumenter hvor den ene ende er lukket. Det gælder for familierne obo, klarinet, saxofon og basun samt de dækkede orgelpiber og tungestemmerne.

Dertil kommer stående bølger i lukkede rum som et lytterum, det indre af en højttalers kabinet, de hydrauliske systemer og fjernvarme hvor der er to begrænsninger i fast afstand fra hinanden. I det følgende udbygges refleksionen til også at omfatte smalle rør som ender i det fri. Det kan beskrive lydforholdene i viadukter, ventilationssystemer og musikinstrumenter som blokfløjte, tværfløjte og hovedparten af orglets stemmer.

⁴⁷ Relationen benyttes flittigt i akustikken selv om forudsætningen om total refleksion ikke holder. Selv om væggen er uendeligt hård vil den reflekterede bølge være svagere da der udveksles varmeenergi mellem trykbølgen og væggen. Desuden kan en trykbølge ikke udbredes i luftmediet uden tab fra friktion.

5.3 Lydudbredelse i rør

Den plane bølge er en god model for forholdene i et rør hvis dimensionerne er så små at en refleksion på tværs af røret ikke kan understøtte en oscillation. Det betyder at frekvensen skal være mindre end $c/2L$ hvor L er den største dimension i den givne retning. Det leder til en ofte anvendt forudsætning indenfor akustik hvor man afgør om noget er stort eller småt ved at sætte omkredsen af det pågældende emne i relation til bølgelængden.

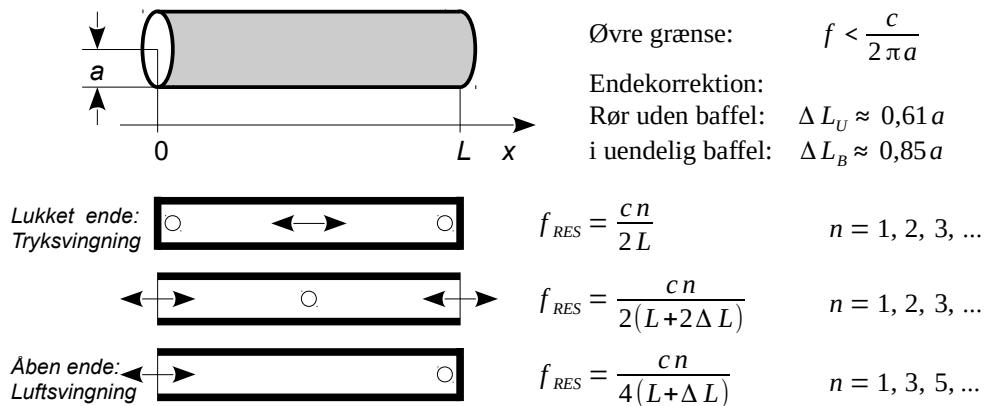


Figur 5.11 – Et rør et smalt i akustisk henseende når omkredsen er lille i forhold til bølgelængden.

For et rør med diameter $d = 100$ mm er antagelsen af plane bølger opfyldt for frekvenser under 1,1 kHz. Hvis røret er kvadratisk med sidelængden $a = b = 100$ mm er grænsen 860 Hz.

For højere frekvenser end den antydede grænsefrekvens kan der eksistere bølger i andre retninger end langs med længdeaksesen og det påvirker overførelsen af lyd gennem røret da stående bølger i andre retninger kan absorbere energi fra den plane bølge.

Plane bølger er velegnede til at studere svingningerne i et musikinstrument eller lydens vandring i et ventilationssystem. Begge ender af et rør kan være åbne eller blokeret og hvis den ene ende er dækket af en lydgivers membran regnes den almindeligvis for blokeret. Det gælder tilsvarende for musikinstrumenter som trompet og obo hvor lærerne eller rørbladet kun åbnes kortvarigt. Selv om begge ender er blokeret kan der være kraftige stående bølger i røret som gennem en mekanisk kraftoverførelse kan sende generende lyde fra et fjernvarmesystem ind i en beboelsesejendom. For et musikinstrument er mindst den ene ende åben fordi lyden skal ud af instrumentet. Resultatet for de tre muligheder er sammenfattet i illustrationen herunder.



Figur 5.12 – Et rør kan gå i resonans ved harmoniske frekvenser til en grundfrekvens. Den medsvingende luftmasse udenfor røret svarer til en længdekorrektion på ΔL .

Et helt lukket rør kan repræsentere den ene dimension i et beboelsesrum og viser hvilke resonanser der er mulige mellem de parallelle vægge i den indbyrdes afstand L . For et fjernvarmesystem kan det vise de frekvenser hvor systemet kan oscillere med slitage som følge. Et helt åbent rør svarer til stående bølger i et ventilationssystem eller musikinstrumenter som orgelpibe og tværfløjte. Et rør med blokering i kun den ene ende kan repræsentere en såkaldt kvartbølgelængdtaler eller musikinstrumenter som klarinet og basun hvor lydgiveren kun kortvarigt er åben for en kort luftimpuls og derfor modelleres som en blokering. Her er de mulige frekvenser kun ulige multipla af rørets fundamentale resonans og grundfrekvensen er en oktav lavere end ved de to første eksempler.

For at analysere svingningerne i et rør antages det at lyden reflekteres fra enderne af røret uanset om det er åbent eller lukket. For den lukkede ende er det forståeligt at en trykbølge kastes tilbage, men det kan virke underligt at lyden ikke bare fortsætter ud af den åbne ende så det skal kort begrundes. En trykbølge inde i røret kan ikke brede sig ud til siden og er derfor begrænset til at løbe langs med røret. Ved den åbne ende optræder der et pludseligt trykfald der kan opfattes som et negativt tryk der sendes tilbage gennem røret. Der sker derfor en ændring fra et overtryk mens lyden udbreder sig gennem røret til et undertryk når lyden kastes tilbage fra den åbne ende. Det har betydning for hvilke typer stående bølger der kan eksistere i røret.

Refleksionen fra rørets ende er ikke fuldstændig så der mistes energi og der mistes også energi mens bølgen løber i røret. Det betyder at en svingning ikke kan opretholdes uden at der tilføres ny energi. For et musikinstrument kommer energien fra musikeren der blæser ind i instrumentet og ved en luftkanal kommer lydenergien fra det lokale som kanalen starter ved.⁴⁸

Herunder analyseres den situation hvor der både er én åben ende og én blokeret ende. Eksemplet kan benyttes som inspiration for situationerne med to åbne ender og med to blokerede ender.

Ved den åbne ende ($x = 0$) kan der ikke være en trykvaryation for den udlynes gennem den åbne ende. Ved $x = 0$ er eksponentialefunktionen én og den firkantede parentes bliver $p_1 + p_2$. Den harmoniske svingning kan ikke blive nul så det må parentesen derfor være.

$$p(0) = 0 \Rightarrow [p_1 \exp(0) + p_2 \exp(0)] \exp(j\omega t) = 0 \Rightarrow p_1 + p_2 = 0$$

Ved den lukkede ende ($x = L$) er der ingen bevægelse af luften så vi har $u(L) = 0$ der udnyttes til at skabe endnu en binding på de to konstanter. Det udnyttes at der kan ganges med $\exp(jkL)$ på begge sider af lighedstegetten uden at ændre på løsningen.

$$u(L) = 0 \Rightarrow \frac{1}{\rho c} [p_1 \exp(-jkL) - p_2 \exp(jkL)] \exp(j\omega t) = 0 \Rightarrow p_1 - p_2 \exp(2jkL) = 0$$

De to ligninger trækkes fra hinanden for at eliminere p_1 og det indsættes at $p_2 = 0$ ikke er brugbar som løsning. Eksponentialefunktionen erstattes med cosinus for den reelle del og sinus for den imaginære del. Ligningen giver kun mening når argumentet til de to funktioner er ulige multiplae af π hvor cosinus er lig med minus én og sinus er nul. Røret kan derfor kun bringes til at svinge på de ulige harmoniske frekvenser til $c/4L$. Frekvensen f beregnes ved relationen side 100.

$$1 + \exp(j2kL) = 0 \Rightarrow \frac{\cos(2kL)}{\sin(2kL)} = -1 \Rightarrow \frac{2kL}{\pi} = n \Rightarrow f = \frac{c}{4L} n$$

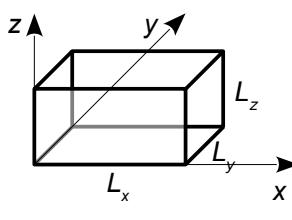
Ved resonans er amplituden af trykket maksimal ved $x = L$ mens hastigheden er nul. Trykket er tilsvarende nul ved $x = 0$ hvor hastigheden er maksimal. For et rør med længden $L = 860$ mm kan det svinge ved frekvenserne 100 Hz, 300 Hz, 500 Hz, ... der alle udgør et ulige antal kvarte bølgelængder. Analysen beskriver fx funktionen af en klarinet og den dækkede orgelpibe.

Udregningen er en tilnærmede for amplituden af trykvaryationen falder ikke momentant til nul ved den åbne ende. Røret har en strålingsimpedans ligesom for en højttaler og det svarer til at der er en medsvingende luftmasse udenfor enden af røret. Røret virker derfor i akustisk henseende lidt længere end den fysiske længde og det beskrives ved en endekorrektion ΔL (*end correction*) så formlerne kommer til at passe med praksis [WML-41]. Der er forskel på om rørets ende stråler ud i 4π som ved et musikinstrument eller om rørets ende stråler ud i 2π som det er tilfældet ved porten i et basreflex kabinet hvor der benyttes $\Delta L_u + \Delta L_b = 1,46$ a som samlet endekorrektion. Hvis røret er rektangulært omregnes til radius a af et cirkulært rør med det samme areal.

⁴⁸ Ved labialinstrumenter (blokfløjte og orgelpibe) rammer luften en skarp kant som bringer luften til at svinge og energien sendes ind i den åbne ende af røret der går i resonans hvis frekvensen passer. Ved rørbladinstrumenter (obo, fagot, saxofon) dannes luftstød ved en kortvarig åbning af en fjeder der normalt lukker for luften (rørblad). Ved embrocureinstrumenter (trompet, basun) strammes læberne og et lufttryk åbner dem kortvarigt. I de to sidste tilfælde sendes lydenergien ind i rørets lukkede ende og man regner med at det ikke påvirker funktionen nævneværdigt hvilket selvfølgelig er en simplifikation.

5.4 Lydudbredelse i rektangulære rum

En plan bølge kan i praksis mødes som stående bølger (resonanser) i et retvinklet rum. Lyden kastes frem og tilbage mellem de parallelle vægge med dimensionerne L_x , L_y og L_z så der kan være stående bølger ved harmoniske til $c/2L_x$ og tilsvarende for de andre retninger (se side 103). Der er også mulighed for resonanser med fire eller alle flader involveret og det beskrives herunder ved indeks n_x , n_y og n_z for hver af de tre dimensioner. Der er bølger mellem to modstående vægge hvis kun ét indeks er forskellig fra nul mens flere værdier af indeks forskellig fra nul involverer fire eller seks flader for den pågældende bølgefront. For at kunne plotte frekvenserne som funktion af kun ét indeks som på side 89 kombineres de tre indeks-værdier til ét indeks n .



Lydtryk: $p = \sum_n p_n \cos\left(\frac{n_x \pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{n_y \pi}{L_y} y\right) \cos\left(\frac{n_z \pi}{L_z} z\right)$
Index: $n = n_x + n_y N + n_z N^2$, $N \approx 1 + \frac{V}{S \Delta L}$
 $n_x, n_y, n_z = 0, 1, \dots, N-1$
Resonanser: $f_n = \sqrt{\left(\frac{n_x c}{2 L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y c}{2 L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z c}{2 L_z}\right)^2}$, $f_{MAX} \approx \frac{c}{2 \pi \Delta L}$

Figur 5.13 – Plane lydbølger kan eksistere i et rektangulært rum med parvist parallele vægge.

Teorien sætter ingen begrænsning opad i frekvens, men i praksis vil usikkerheden på rummets dimensioner sætte en øvre grænse. En væg er ikke perfekt plan for der er dørkarme, malerier, vinduer, reoler med mera og væggen er ikke perfekt reflekterende, men har en impedans der både absorberer energi og påvirker fasen. To vægge ikke altid helt parallele og temperaturen er ikke konstant i rummet så lydbølgerne afbøjes og rammer ikke som matematikken forudsætter.

Den samlede fejl kan sættes til $\Delta L = 0,1$ m og den øvre grænse kan for eksempel være et samlet fasedrej på 1 radian (57°) hvilket giver modellens øvre grænsefrekvens til 550 Hz.

Resonanserne kan beskrives ved en anden-ordens funktion og rummets overføringsfunktion kan opstilles som en sum af led hvor hver resonans beskrives ved frekvensen f_n og dæmpningen d_n . Impulssvaret bliver derved en sum af dæmpede, harmoniske svingninger.

$$H(s) = \sum_{n=0}^N \frac{C_n}{s^2 + 2d_n \omega_n s + \omega_n^2} \quad \text{Laplace} \quad h(t) = \sum_{n=0}^N C_n \sin(\omega_n t) \exp(-d_n \omega_n t) \quad \omega_n = 2\pi f_n$$

Båndbredden af hver enkelt resonans afhænger af rummets opbygning, men vil almindeligvis være nogle få hertz.

Amplituden af resonansen n skrives herunder som M_n og båndbredden defineres som den frekvensafstand hvor amplituden er reduceret med 3 dB. Det udnyttes at ω er så tæt på ω_n at produktet $\omega \omega_n$ kan skrives som ω_n^2 og med den tilnærmelse findes 3 dB punkterne som vist.

$$M_n \approx \frac{C_n}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + (2d_n \omega_n^2)^2}} = \frac{C_n}{\sqrt{2}} \Rightarrow \omega_n^2 - \omega^2 = \pm 2d_n \omega_n^2 \Rightarrow \omega = \sqrt{1 \pm 2d_n} \omega_n$$

Båndbredden BW er defineret som differensen mellem de to 3 dB punkters frekvenser. Det udnyttes herunder at kvadratroden af $1 + x$ kan tilnærmes med $1 + x/2$.

$$\Delta \omega = \sqrt{1 + 2d_n} \omega_n - \sqrt{1 - 2d_n} \omega_n \approx [1 + d_n \omega_n] - [1 - d_n \omega_n] = 2d_n \omega_n \Rightarrow BW = \frac{\Delta \omega}{2\pi} = 2d_n f_n$$

En typisk værdi af faktor $d_n \omega_n$ er omkring 1 ... 20 rad/s [HK-83] så båndbredden beregnes til området 0,3 ... 6 Hz med 1,4 Hz som det geometriske gennemsnit. Ved højere frekvenser vil båndbredden dog stige fordi dæmpningen ikke kan falde mod nul af fysiske årsager.

Herunder løses bølgeligningen for det treretvinklede rum.

Det antages at lydtrykket p i punktet (x, y, z) kan skrives som produktet af tre udtryk p_x , p_y og p_z der hver kun afhænger af en enkelt dimension og dertil $\exp(j\omega t)$ for den harmoniske svingning. Ved indsættelse i bølgeligningen bliver resultatet at $\exp(j\omega t)$ kan forkortes væk mens ω fra differentiationen med hensyn til tiden kan kombineres med c til parameteren k .

$$\frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{d^2 p}{dy^2} + \frac{d^2 p}{dz^2} = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 p}{dt^2} \Rightarrow \frac{d^2 p_x}{dx^2} p_y p_z + \frac{d^2 p_y}{dy^2} p_x p_z + \frac{d^2 p_z}{dz^2} p_x p_y = -k^2 p_x p_y p_z \quad \text{og} \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$p = p_x p_y p_z \exp(j\omega t)$$

Ved at dividere med produktet af p_x , p_y og p_z dannes et udtryk med tre differentialkvotienter hvis sum skal være konstant. Den eneste mulighed at de hver for sig er konstante og konstanten kan nu skrives som en sum af konstanter for hver dimension. Differentialligningerne løses ved at indse at de trigonometriske funktioner giver minus sig selv efter to gange differentiation.

$$\frac{1}{p_x} \frac{d^2 p_x}{dx^2} + \frac{1}{p_y} \frac{d^2 p_y}{dy^2} + \frac{1}{p_z} \frac{d^2 p_z}{dz^2} = -k_x^2 - k_y^2 - k_z^2 \Rightarrow \frac{d^2 p_x}{dx^2} = -k_x^2 p_x \Rightarrow p_x = a_x \cos(k_x x) + b_x \sin(k_x x)$$

$$p_y = a_y \cos(k_y y) + b_y \sin(k_y y)$$

$$p_z = a_z \cos(k_z z) + b_z \sin(k_z z)$$

$$\dots \text{etc...}$$

Partikelhastigheden skal være nul ved hver af de seks vægge. Partikelhastigheden er givet ved den afledte af trykket (se side 99) så dp_x/dx skal være nul for $x = 0$ og tilsvarende for de andre akser. Det er klart at $\sin(0)$ er nul, men det skal gælde for alle værdier af k så koefficienten til sinus skal være nul og vi har $b = 0$. Med den information kan en partikelhastighed på nul ved den modstående væg beregnes. Det definerer de mulige værdier af konstanten k .

$$\frac{dp_x(0)}{dx} = -a_x k_x \sin(0) + b_x k_x \cos(0) = 0 \Rightarrow a_x \neq 0 \quad \text{og} \quad b_x = 0 \Rightarrow f_x = \frac{nc}{2L_x}$$

$$\frac{dp_x(L_x)}{dx} = -a_x k_x \sin(k_x L_x) = 0 \Rightarrow k_x = \frac{n\pi}{L_x}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Fra definitionen af k følger de mulige resonanser for et tre-retvinklet rum.

$$k_n^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \Rightarrow f_n^2 = f_x^2 + f_y^2 + f_z^2 \Rightarrow f_n = \sqrt{\left(\frac{n_x c}{2L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y c}{2L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z c}{2L_z}\right)^2}$$

Den øvre grænsefrekvens defineres her som $k\Delta L = 1$ der svarer til 1 rad fasedrej (57°) hvor refleksionen er så meget forskudt at additionen til den stående bølge bliver tabsindende.

Frekvensen f_{MAX} beregnes ud fra definitionen ved brug af relationen for k fra side 100.

$$k_{MAX} \Delta L = 1 \Rightarrow f_{MAX} = \frac{c}{2\pi\Delta L}$$

Usikkerheden kan relateres til rummets volumen $V = L_x L_y L_z$ og areal $S = 2(L_x L_y + L_x L_z + L_y L_z)$. Med alle indeks lig $N - 1$ kan kvadratroden skrives som følger hvor tællerens sum kan skrives som $(S/2)^2$ minus et bidrag og hvis dette bidrag ignoreres kan index fastlægges.

$$f_{MAX} = \frac{c(N-1)}{2} \sqrt{\frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} + \frac{1}{L_z^2}} = \frac{c(N-1)}{2} \sqrt{\frac{(L_x L_y)^2 + (L_x L_z)^2 + (L_y L_z)^2}{L_x^2 L_y^2 L_z^2}} \Rightarrow f_{MAX} > \frac{c(N-1)S}{4\sqrt{2}V}$$

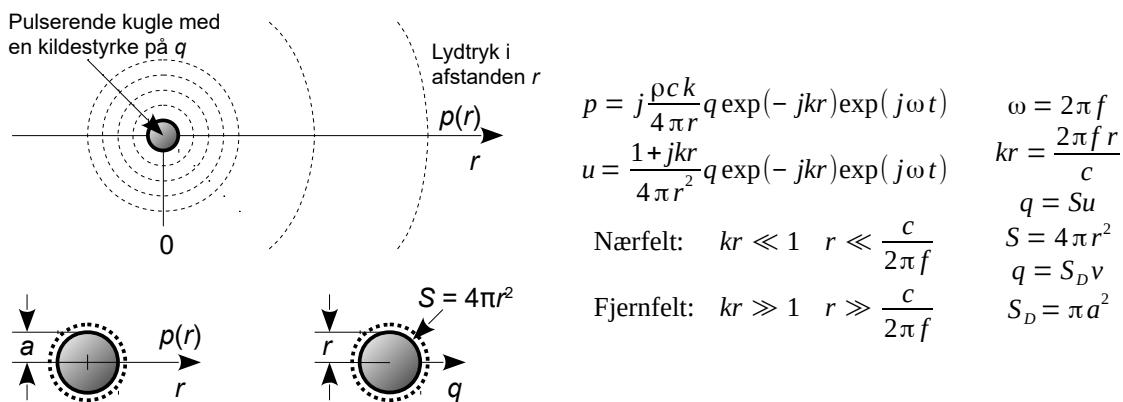
Indsættelse giver det eftersøgte resultat med en øvre grænse for indeks. Konstanterne samles til værdien 0,9 og oprundes til én idet f_{MAX} bygger på en antagelse om den tilladelige fasefejl.

$$N < 1 + \frac{4\sqrt{2}V}{cS} f_{MAX} = 1 + \frac{4\sqrt{2}V}{2\pi S \Delta L} \Rightarrow N < 1 + \frac{V}{S \Delta L}$$

For et rum på 3 m x 4 m x 5 m bliver voluminet $V = 60 \text{ m}^3$ og arealet $S = 94 \text{ m}^2$ hvilket tillader et index på $N = 7$ ved en fejl på $\Delta L = 0,1 \text{ m}$. I figuren på side 89 benyttes derfor index $n = 0\dots342$.

5.5 Sfæriske bølger

For lyd der udbreder sig i alle retninger væk fra lydkilden er det ikke tilstrækkeligt at benytte en antagelse om plane bølger. Den udsendte effekt fordeles derimod over en kugleflade hvis radius vokser med lydens hastighed. Arealet af kugleoverfladen vokser så effekttætheden aftager med stigende afstand fra lydkilden hvis overflade S vibrerer med partikelhastigheden u . Når kuglen vibrerer med hastigheden u så flytter overfladen med arealet S et volumen af luft. Det giver en volumehastighed på $q = Su$ med enheden m^3/s . Det er ikke nødvendigt at hele kuglen svinger med den samme amplitude bolt der ikke er dele af kuglen som svinger i modsat fase. Det er derfor let at relatere volumehastigheden til en højttaler i et kabinet med membranens areal S_D og hastighed v for partikelhastigheden umiddelbart foran højttalerens membran er $u = v$.



Figur 5.14 – Lyden fra en punktkilde udbredes fra kildens centrum og lydtrykket aftager ved stigende afstand. En punktlydkilde beskrives ved en kugle hvor længden af radius oscillerer.

I nærfeltet er lydtrykket 90° foran volumehastigheden mens de er i fase i fjernfeltet. Afstanden fra lydkilden skal være langt over 1 m for at man kan antage at målingen foregår i fjernfeltet ved $f = 60 \text{ Hz}$.

Lydtrykket aftager med 6 dB for hver fordobling af afstanden: afstandsreglen (*law of distance*) der gælder for en lydkilde fjernt fra store flader. For $kr \ll 1$ er lydtrykket 90° foran volumehastigheden hvilket kaldes nærfeltet (*near field*) og i fjernfeltet (*far field*) hvor $kr \gg 1$ er lydtrykket i fase med partikelhastigheden. Relationerne for en plan lydbølge kan derfor bruges indenfor et begrænset område hvor p og u ikke ændres væsentligt ved en ændring i positionen. Her er lydtrykket og volumehastigheden koblet gennem den karakteristiske impedans som $p = pcu$.

Bølgeudbredelsen beskrives bedst i det sfæriske koordinatsystem hvor det retvinklede systems tre akser (x, y, z) erstattes af radius og to drejningsvinkler (r, θ, ϕ). De to koordinatsystemer beskriver helt det samme, men ved at antage kuglesymmetri kan drejningsvinklerne θ og ϕ ignoreres og derved kan bølgeligningen udtrykkes alene med radius og tiden som de variable.

$$\frac{d^2 p}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dp}{dr} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} \Rightarrow \begin{aligned} &\text{Væk fra centrum: } p_1 = \frac{A}{r} \exp(-jkr) \exp(j\omega t) \\ &\text{Hen mod centrum: } p_2 = \frac{B}{r} \exp(jkr) \exp(j\omega t) \end{aligned}$$

Løsningen til bølgeligningen findes som for den plane bølge ved et kvalificeret gæt på et udtryk for lydtrykket og ved at differentiere og indsætte tilrettes udtrykkets koefficienter så det passer.

Prototypen for løsningen dannes ved at antage at effekten i en lydbølge er fordelt jævnt over en kugleflade med overfladen $4\pi r^2$ og da effekten er proportionel med kvadratet på lydtrykket (det vises side 110) bliver lydtrykket en funktion af typen $p = A/r$ hvortil kommer de kendte relationer for fase og den harmoniske svingning.

5.5.1 Punktlydkilde

Den fuldstændige løsning til bølgeligningen består af to led hvor det ene beskriver en bølge der løber væk fra lydgiveren med aftagende amplitude og det andet led beskriver en bølge fra det uendeligt fjerne ind mod centrum. Det sidste er fysisk umuligt for en lydgiver i frit felt så det vil ofte antages at der kun kan eksistere bølger i retning væk fra lydgiveren. Det er $p_2 = 0$ der kaldes for Sommerfeldts antagelse ($B = 0$). Det fjerner muligheden for at studere en lydgiver i centrum af en kugle som kunne repræsentere forholdene i en kirke med en krum hvælfving.

$$u = -\frac{1}{\rho} \int \frac{dp}{dr} dt = -j \frac{A}{r \rho \omega} \left(\frac{1}{r} + jk \right) \exp(-jkr) \exp(j\omega t)$$

$$q = Su = -j \frac{SA}{r^2 \rho \omega} (1 + jkr) \exp(-jkr) \exp(j\omega t) \Rightarrow$$

$$A \underset{t=0}{=} j \frac{r^2 \rho \omega}{S} (1 + jkr) \exp(-jkr) \underset{r \rightarrow 0}{\underset{S=4\pi r^2}{\Rightarrow}} A = j \frac{\rho \omega q}{4\pi} = j \frac{\rho f q}{2}$$

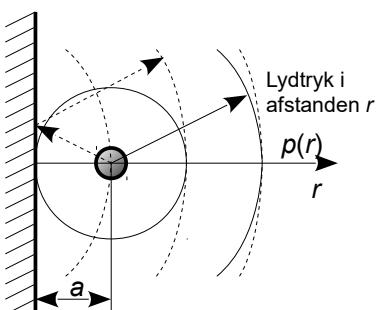
Figur 5.15 – Lydtrykket fra en punktformet lydkilde.

$$\text{Lydtryk i afstanden } r \text{ uden reflekterende flader: } p_{4\pi}(r) = j \frac{\rho f q}{2r} \exp(-jkr) \exp(j\omega t)$$

Konstanten A bestemmes fra volumehastigheden q idet svingningen flytter en luftmængde givet ved kuglens areal S gange med partikelhastigheden u . Svingningens kompleks amplitude kan findes ved at ignorere selve den harmoniske svingning ($t = 0$) og kildestyrken findes ved at lade radius gå imod nul ($r = 0$). Herefter kan lydtrykket i afstanden r beregnes ved indsættelse i udtrykket for p_1 . Det betegnes her $p_{4\pi}$ og kan repræsentere en højttaler ved lave frekvenser.

5.5.2 Punktkilde nær en reflektor

Der er ofte store flader i nærheden af en lydgiver som vil reflektere lyden og kaste den tilbage. Den reflekterede lyd når frem til observationspunktet ad en længere vej så den er både dæmpet og forsinket (fasedrejet) i forhold til den direkte lyd. Resultatet er at de to lydbølger adderes ved visse frekvenser (konstruktiv interferens) mens de subtraheres ved andre (destruktiv interferens). Hvis lydkilden er placeret meget tæt på den reflekterende flade ($a = 0$) vil det reflekterede signal have samme amplitude og fase som det direkte signal så de adderes til dobbelt amplitude.



$$p_D = j \frac{\rho f q}{2r} \exp(-jkr) \exp(j\omega t)$$

$$p_R = j \frac{\rho f q}{2(r+2a)} \exp(-jk(r+2a)) \exp(j\omega t)$$

$$p_{2\pi} = j \frac{\rho f q}{2r} \left(1 + \frac{1}{1 + \frac{2a}{r}} \exp(-j2ka) \right) \exp(-jkr) \exp(j\omega t)$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} p_{2\pi} = j \frac{\rho f q}{r} \exp(-jkr) \exp(j\omega t) \quad f \leq \frac{c}{8a}$$

Figur 5.16 – Lydtrykket fra en punktformet lydkilde i nærheden af en stor og hård flade. Formlerne refererer til lyden på akseretningen for det tilfælde hvor $a > 0$.

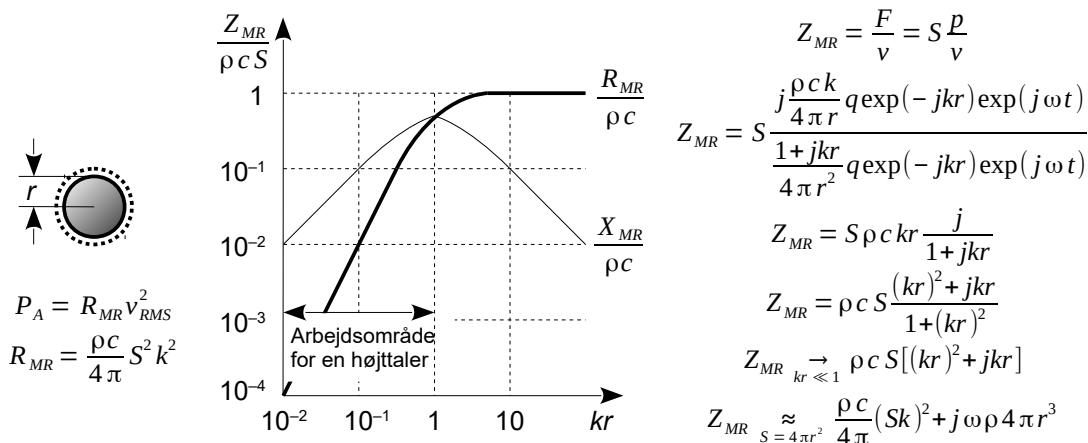
$$\text{Lydtryk i afstanden } r \text{ med en stor flade i nærheden: } p_{2\pi} = j \frac{\rho f q}{r} \exp(-jkr) \exp(j\omega t)$$

Ved kort afstand gælder reglen om fordobling af lydtrykket indtil fasedrejet på grund af faktor $2ka$ bliver betydnende. Ved 90° fasedrej ($2ka = \pi/2$) adderes de to signaler med 3 dB tab og det sætter en øvre grænse ved små 200 Hz for et kabinet med højttaleren $a = 250$ mm over gulvet.

5.6 Strålingsimpedans

Strålingsimpedansen Z_{MR} repræsenterer den mekaniske impedans som højttalerens membran er belastet af ved bevægelsen i luftmediet. Realdelen af strålingsimpedansen er den modstand R_{MR} som effekten afsættes i med et hørbart signal som resultat. Analogt med den afsatte effekt i et elektrisk system ($P = R I^2_{RMS}$) kan hastigheden v opfattes som en strømkilde der giver en akustisk effekt på $P_A = R_{MR} v^2_{RMS}$. Det betyder at R_{MR} står for koblingen fra højttalerens bevægelse udtrykt ved hastigheden v af membranen til den afsatte effekt i luftmediet.

Realdelen af strålingsimpedansen er proportional med kvadratet på frekvensen så en fordobling af membranens hastighed afsætter fire gange så meget effekt til luftmediet og lydtrykket stiger derfor med 6 dB/oktav for konstant membranhastighed. Det betyder at det effektivt set er accelerationen af membranen ωv der afsætter lydeffekten og hvis accelerationen holdes konstant vil lydtrykket være uafhængig af frekvensen. Det er netop tilfældet for en højttaler hvor membranens hastighed aftager med stigende frekvens i det massestyrede område og dermed vil kompensere for den bedre kobling til luftmediet ved høje frekvenser.



Figur 5.17 – Strålingsimpedansen for en punktformet lydgiver. Formlen for realdelen kan med god tilnærrelse bruges for en højttaler ved lave frekvenser for beregning af den akustiske effekt.

Strålingsimpedansen er defineret som kraft delt med hastighed. Kraften er givet ved lydtrykket p gange arealet for en kugles overflade $S = 4\pi r^2$ og hastigheden er givet ved højttalerens model på side 36. Udtrykkene for lydtryk og partikelhastighed er vist på side 107 og indsættelse giver strålingsimpedansen hvor leddene for volumehastighed, afstandens fase og den harmoniske oscillation alle udgår. Når bølgelængden er stor i forhold til lydkildens dimensioner kan resultatet simplificeres til det viste der også gælder for en højttaler (med arealet S_D) idet det ikke er et krav at hele kuglens overflade svinger med samme amplitude [KRL-50].

Imaginærerden af strålingsimpedansen svarer til impedansen af en masse ($X_M = j\omega M_{MR}$) som er massen af den medsvingende luft. Værdien indgår i Thiele-Small parametrene som massetillæg til massen af det bevægelige system så det er ikke nødvendigt at beregne værdien.

Ved så høje frekvenser at $kr > 1$ er højttaleren akustisk stor og koblingen til luftmediet afhænger ikke af frekvensen. Alt andet lige vil lydeffekten fra en højttaler i dette frekvensområde aftage ved stigende frekvens så der tilføres mindre effekt til lytterummet, men da en højttaler samtidigt bliver retningsbestemt vil lydeffekten koncentreres i en aftagende rumvinkel og lydtrykket på højttalerens akse kan godt forblive konstant. Der er dertil en vigtig relation til den måde højttaleren er monteret for ved placering i en uændeligt stor plade vil effekten koncentreres i et halvt rum og derfor forøges med 6 dB i forhold til modellen med en punktformet lydgiver. Denne støtte aftager dog under den frekvens hvor frontpladen bliver lille i sammenligning med bølgelængden. Det er $kr < 1$ med r for frontpladens dimensioner. En typisk værdi er 500 Hz for almindelige kabinetter.

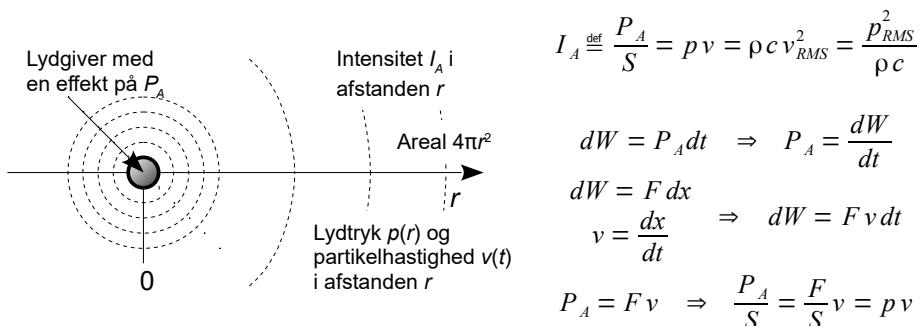
5.7 Energibetragtninger

Højttaleren omsætter elektrisk energi til akustisk energi, men energiindholdet i en lydbølge er som oftest meget ringe. De følgende energibetragtninger skyldes derfor primært at de kan beskrive den effekt, som en højttaler afgiver og det lydtryk som den præsterer i en given position i lytterummet. Desuden danner det en indgangsvinkel til rumakustiske relationer.

Når højttaleren arbejder vil der i løbet af et tidsrum passere en energimængde fra membranen til luftmediet i form af trykbølger der bevæger sig væk fra højttaleren som en kugleformet bølgefront. Energi dannes ved at en effekt er virksom i et tidsrum og den udstrålede effekt fra højttaleren fordeles over en kuglefront. Det skal vise sig givtigt at begynde studiet ved dette forhold.

5.7.1 Intensitet

Hvis det antages at lydeffekten bliver jævnt fordelt over arealet af en kugleformet bølgefront så er den akustiske intensitet⁴⁹ I_A defineret som den akustiske effekt P_A divideret med arealet af kuglen der i afstanden r er givet ved $S = 4\pi r^2$. Intensiteten beskrives ved effektivværdien af lydtrykket p_{RMS} eller tilsvarende af effektivværdien af partikelhastigheden v_{RMS} hvilket så giver en vigtig kobling mellem effekt, lydtryk og partikelhastighed. Intensiteten har enheden W/m^2 .



Figur 5.18 – Lydintensiteten er den udsendte akustiske effekt fordelt over arealet af en kugle med centrum i lydkilden og energibetragtninger giver en relation til lydtryk og partikelhastighed.

Intensiteten udtrykker den udstrålede effekt fordelt over kuglefrontens areal. Effekten P_A kan erstattes med energitilvæksten dW per tidsenhed dt . Energitilvæksten skrives som kraft gange længden dx . Længden kan relateres til hastighed gennem definitionen $v = dx/dt$. Effekten kan nu udtrykkes som kraft gange hastighed og division med arealet S giver intensiteten som tryk gange hastighed. Fra relationen $p = pcv$ ses at produktet pv kan skrives som pcv^2 eller tilsvarende som $p^2/\rho c$ hvor der skal anvendes RMS værdier af tryk og partikelhastighed.

I den teoretiske litteratur skrives produktet af tryk og partikelhastighed ofte som pv^* hvor den komplekst konjugerede af partikelhastigheden sikrer at produktet bliver et reelt tal.

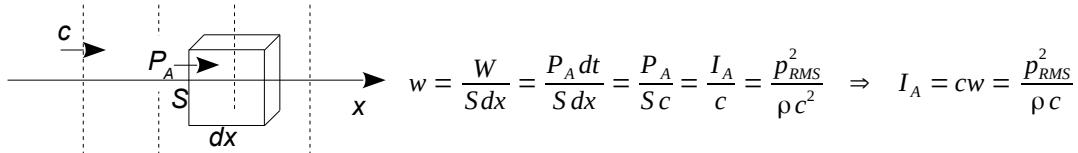
Intensiteten er funktion af den akustiske effekt som er givet af den elektriske effekt P_E til højttaleren når virkningsgraden η er kendt. Hvis virkningsgraden ikke er kendt siger en tommelfingerregel at de fleste højttalere har en virkningsgrad på højest et par procent så en elektrisk effekt på 100 W tilført højttaleren giver en akustisk effekt til lytterummet på omkring 1 W.

Intensiteten antages beskrevet ved en ligelig fordeling af effekten over kuglefrontens areal. Hvis den antagelse holder kan man i en vis afstand betragte et udsnit af overfladen som en plan bølgefront med en effekttaethed på I_A og derfra beregne lydtrykket i observationspunktet som det vises i det efterfølgende afsnit.

49. Intensiteten er i den teoretiske akustik en vektor hvor ovenstående behandling antager at lyden udbredes sig som sfæriske bølger med en overflade vinkelret på radius. For en plan, stående bølge er intensiteten nul da der er involveret to vektorer med hver sin udbredelsesretning. Den fysiske tolkning er at den udsendte lydenergi returneres til kilden [LLB-44].

5.7.2 Energitæthed

Når en lydbølge passerer gennem et lille luftvolumen vil en effekt på P_A passere gennem et virtuelt areal på S svarende til intensiteten I_A og i løbet af tidsrummet dt har energien $P_A dt$ passeret det lille volumen med rumfanget Sdx . Lydbølgen passerer med lydens hastighed så $dx/dt = c$ og den involverede energi per volumen kan derved beskrives.



Figur 5.19 – Lydtrykket repræsenterer energi og kan beskrive energien per volumen af et tænkt luftvolumen.

Bevægelsesenergien for en masse m med hastigheden v er $\frac{1}{2}mv^2$ der også kaldes for kinetisk energi. Der gælder tilsvarende for luftpartikernes bevægelse i en lydbølge, men det er praktisk at betragte energitætheden ved at erstatte massen med massefylden ρ . Udtrykket dækker energien i et volumen luft. På tilsvarende vis kan der oplagres potentiel energi i en lydbølge som følge af kompressionen ved lydtrykket og for en plan lydbølge er de to energier ens så den samlede energitæthed i en fremadskridende lydbølge bliver to gange den kinetiske energitæthed.

$$\text{Plan bølge: } \begin{aligned} w_{KIN} &= \frac{1}{2} \rho v_{RMS}^2 \\ w_{POT} &= \frac{1}{2} \frac{p_{RMS}^2}{\rho c^2} \end{aligned} \Rightarrow w = w_{KIN} + w_{POT} = \frac{p_{RMS}^2}{\rho c^2}$$

Relationen udnyttes indenfor rumakustik til at beskrive energitætheden i et diffust lydfelt hvor der ikke er en foretrukken udbredelsesretning.

5.7.3 Lydtryk og partikelhastighed

En lille omrøkering af udtrykket for intensitet leder til at de effektive værdier af lydtrykket og partikelhastigheden kan beregnes i en given afstand fra lydkilden ud fra den akustiske effekt som højttaleren afgiver til luftmediet.

$$\begin{aligned} P_A &= \eta P_E & \eta \approx 0,01 \\ P_A &= I_A S = \frac{p_{RMS}^2}{\rho c} S = \rho c S v_{RMS}^2 \\ p_{RMS} &= \sqrt{\frac{\rho c P_A}{S}} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\rho c P_A}{4\pi}} \\ v_{RMS} &= \sqrt{\frac{P_A}{\rho c S}} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{P_A}{4\pi\rho c}} \end{aligned}$$

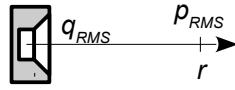
Figur 5.20 – En højttaler omsætter den elektriske effekt til en akustisk effekt gennem membranens hastighed der gennem membranens areal giver en volumehastighed. Effekten giver en akustisk intensitet i en given afstand som kan omsættes til lydtryk og partikelhastighed.

Ved en tilført elektrisk effekt på $P_E = 100 \text{ W}$ og en virkningsgrad på $\eta = 0,01$ bliver den akustiske effekt på $P_A = 1 \text{ W}$. I afstanden $r = 1 \text{ m}$ er arealet $S = 4\pi r^2 = 12,6 \text{ m}^2$ så intensiteten er $I_A = 0,0796 \text{ W/m}^2$, Lydtrykket bliver $p_{RMS} = 5,68 \text{ Pa}$ (svarende til 109 dB SPL) og partikelhastigheden bliver $v_{RMS} = 14 \text{ mm/s}$.

Relationerne gør det muligt at estimere et lydtryk uden vejen omkring det elektro-mekaniske system for højttaleren hvis virkningsgraden er kendt eller med rimelighed kan antages til en typisk værdi på eksempelvis 1 %.

5.7.4 Volumehastighed

En højttalers membran arbejder imod strålingsimpedansen og der afsættes kun effekt i den reelle del. Ved at benytte udtrykket fra side 109 findes den effekt P_A som højttaleren afgiver til luftmediet, men ved analytisk arbejde med højttalere er det mere nyttigt at bruge volumehastigheden q_{RMS} der er givet ved arealet af membranen S_D ganget med hastigheden v_{RMS} af membranen. Det udtrykker hvor meget luftvolumen der flyttes per tidsenhed (enheden er m^3/s).



$$P_A = R_{MR} v_{RMS}^2$$

$$R_{MR} = \frac{\rho c}{4\pi} S_D^2 k^2 \Rightarrow P_A = \frac{\rho c}{4\pi} S_D^2 \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 v_{RMS}^2 = \frac{\pi \rho}{c} (f q_{RMS})^2$$

$$k = \frac{2\pi f}{c} \quad p_{RMS} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\rho c P_A}{4\pi}} = \frac{\rho f}{2r} q_{RMS}$$

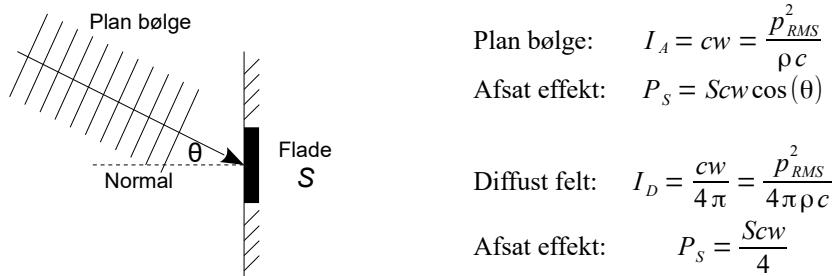
$$q_{RMS} = S_D v_{RMS}$$

Figur 5.21 – Højttalerens hastighed er givet af de elektro-mekaniske forhold og det kan bruges til at beregne lydtrykket i højttalerens fjernfelt i afstanden r .

At bruge volumehastigheden q betyder at der ikke skelnes mellem en stor membran med en lav amplitude af hastigheden eller en lille membran med et stort udsving. For et basreflexkabinet kan lydtrykket fra porten beregnes fra portens areal gange lufthastigheden i porten. Det er nødvendigt at kende fasen mellem lydtrykket fra højttaleren og fra porten for at kunne beregne lydtrykket i lyttepositionen.

5.8 Diffust lydfelt

Lydbølgerne fra en højttaler starter som sfæriske bølger der ved møde med rummets flader kastes tilbage og lyden vil derefter zigzagge gennem rummet mens lydtrykket successivt aftager på grund af dæmpning. Refleksionen er ikke en perfekt spejling for lydbølgerne spredes lidt hver gang de rammer en reflekterende flade så lydfeltet udvikles i en kaotisk retning til et såkaldt diffust lydfelt.



Figur 5.22 – Intensiteten af et diffust lydfelt er 11 dB ringere end for en plan bølge med samme energitæthed på grund af den evigt fluktuerende indfaldsvinkel.

Intensiteten i det diffuse lydfelt er $1/4\pi$ af intensiteten i en plan lydbølge med samme energitæthed og et vinkelret indfald mod arealet. Det har betydning for hvor stor en effekt der rammer et areal af rummets flader. Ved en plan lydbølge med energitætheden w (enhed J/m^3) er intensiteten cw (enhed W/m^2) og der afsættes en effekt på Scw hvor S er fladens areal under forudsætning af vinkelret indfald. For et diffust lydfelt med den samme energitæthed afsættes i middel kun en fjerdedel af effekten da indfaldsvinklen fluktuerer.

For et diffust lydfelt er intensiteten I_D den samme i alle retninger så energitæheden er $w = I_D/c$ uanset lydindfaldets retning. Den samlede energitæhed i det diffuse felt findes ved integration over alle retninger hvilket er integration over rummets 4π og heraf følger at intensiteten er $1/4\pi$ af intensiteten i en plan lydbølge med samme energitæhed og vinkelret indfald mod arealet.

$$dw = \frac{I_D}{c} d\Omega \Rightarrow w = \int \frac{I_D}{c} d\Omega = \frac{4\pi I_D}{c} \Rightarrow I_D = \frac{cw}{4\pi} = \frac{I_A}{4}$$

Den effekt P_S , der i middel rammer en flade med arealet S fra et diffust lydfelt beregnes ved at integrere intensiteten over alle de mulige indfaldsvinkler. De indkomne plane bølge rammer arealet under vinkel θ så arealets projktion på den enkelte bølges retning er $\cos(\theta)$.

$$P_S = \int S I_D \cos(\theta) d\Omega$$

Der skal foretages et overfladeintegral for at integrere over det halve rum som bølgerne kan komme fra. Rumvinklen er⁵⁰ $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$ og integrationen kan udføres individuelt for de to koordinater. Integration over ϕ giver periferien af en enhedscirkel på 2π . Integration over θ involverer $\cos(\theta)\sin(\theta)$ der kan skrives som $\sin(2\theta)/2$ og giver $-\cos(2\theta)/2$ efter integrationen.

$$P_S = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} S I_D \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi = S \frac{cw}{4\pi} 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) d\theta = S \frac{cw}{2} \left[\frac{-\cos(2\theta)}{2} \right]_0^{\pi/2} = \frac{S cw}{4}$$

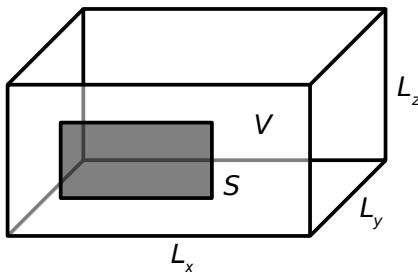
Det diffuse lydfelt mødes indenfor statistisk rumakustik hvor interessen koncentreres om den energi der befinner sig i et volumen af rummet og som gradvist aftager ved et møde med de lydabsorberende flader i rummet.

Det er muligt at beregne lydtrykket i et lytterum ud fra teorien om diffus lyd som det vises i det afsluttende afsnit om lydeffekt i denne bog.

50 Se fx http://en.wikipedia.org/wiki/Solid_angle.

5.8.1 Lydeffekt

Energien i et lydfelt skal vedligeholdes for at kompensere for tab fra lydens bevægelse igennem luften og energiudveksling med væggene. I det følgende behandles kun absorption af lydeffekt ved en flade med arealet S og de øvrige tabsmekanismer ignoreres. For at opretholde energitætheden i rummet må der være en balance mellem den effekt en lydkilde tilfører til rummet og den effekt der optages af en absorberende flade S . Det giver et udtryk for energitætheden w_0 i lytterummet givet ved den effekt en lydgiver afgiver og det kan igen knyttes til volumehastigheden.



$$\begin{aligned} \text{Balance: } & P_S = P_A \\ \text{Diffust felt: } & P_S = \frac{Scw_0}{4} \Rightarrow w_0 = \frac{4P_A}{Sc} \\ \text{Ændring: } & \frac{dP_A}{dt} \neq 0 \Rightarrow P_A = V \frac{dw}{dt} + \frac{Scw}{4} \\ \text{Løsning: } & P_A = 0 \Rightarrow w = w_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \\ \text{Tidskonstant: } & T = \frac{4V}{Sc} \end{aligned}$$

Figur 5.23 – Lydeffekten i et rum med en lydgiver indstilles så der er balance mellem den effekt en højttaler udsender og effekten afsat i et absorptionsareal. Ved ændring af effekten fra højttaleren vil middeleffekten i rummet ændres efter en eksponentialfunktion mod det nye balancepunkt.

Effekttætheden i rummet er $Scw/4$ i middel over tilstrækkelig lang tid så i en balancesituation har vi et udtryk for energitætheden w_0 i rummet givet ved den tilførte akustiske effekt P_A der må modsvares af den effekten P_S i absorptionsarealet S . Hvis lydkildens effektudstråling ændres vil energitætheden i rummet også ændres og hastigheden af ændringen beskrives ved dw/dt (med enheden W/m^3) og den samlede effektændring i rummet findes ved at gange med volumet V . Ved en pludselig afbrydelse af lydkilden vil energitætheden aftage eksponentielt.

Sammenholdes udtrykkene for energitætheden findes en relation mellem den udstrålede effekt P_A fra en lydgiver i rummet og lydtrykket p_{RMS} i det diffuse lydfelt.

$$\frac{c w_0}{4\pi} = \frac{p_{RMS}^2}{4\pi\rho c} \Rightarrow p_{RMS} = \sqrt{\rho c^2 w_0} = \sqrt{\frac{4\rho c P_A}{S}}$$

Et lytterum på $3 \times 4 \times 5 \text{ m}^3$ har voluminet $V = 60 \text{ m}^3$. Med et absorptionsareal på $S = 10 \text{ m}^2$ bliver tidskonstanten $T = 70 \text{ ms}$. En reduktion til -60 dB nås efter 7 tidskonstanter eller $0,5 \text{ s}$ der svarer nogenlunde til efterklangstiden i et normalt beboelsesrum.

En akustisk effekt på $P_A = 0,1 \text{ W}$ vil give et gennemsnitligt lydtryk på 4 Pa der svarer til 106 dB SPL .

Eksemplet viser at en tilført elektrisk effekt på 10 W til en højttaler med en typisk virkningsgrad omkring 1 % vil give et middellydtryk i rummet på lidt over 100 dB SPL .

Beregninger af denne art leder til solide resultater indenfor statistisk rumakustik, men de skal trods dette ikke tillægges for stor betydning. Der ses bort fra stående bølger i hvilket er i modstrid til den geometriske akustik hvor der forventes forhøjet lydtryk i resonansernes knudepunkter. Der ses også bort fra en energitransport i rummet gennem antagelsen om konstant energitæthed. Det er ellers nødvendigt da højttalerens tilførte energi modsvares af den absorberede energi og der er derfor må transporteres energi fra højttaleren til de absorberende flader.

5.9 Analogier

Det beskrevne materiale i denne bog kan anvendes til meget andet end elektroniske kredsløb for der er helt grundlæggende tale om et værktøj til løsning af differentialligninger og de kan bruges til at beskrive kemiske processer, mekaniske bevægelse, akustiske systemer, varmetransport, etc. Herunder vises hvordan man kan benytte relationerne mellem strøm- og spænding for analyse af en række systemer der er centrale for denne bog.

System	Variable		Komponenter		
Elektrisk Impedans: $V/A = \Omega$	Spænding	Strøm	Kapacitet	Modstand	Selvinduktion
	V	A	$F = As/V$	$\Omega = V/A$	$H = Vs/A$
	$u(t)$	$i(t)$	$u = \frac{1}{C} \int i dt$	$u = Ri$	$u = L \frac{di}{dt}$
Mekanisk Impedans: $N/ms^{-1} = kg/s$	Kraft	Hastighed	Fjeder	Modstand	Masse
	N	m/s	m/N	Ns/m	kg
	$F(t)$	$v(t)$	$F = \frac{1}{C} \int v dt$	$F = Rv$	$F = M \frac{dv}{dt}$
Akustisk Impedans: $Nm^{-2}/m^3s^{-1} = kg/m^4s$	Tryk	Vol.hast.	Fjeder	Modstand	Masse
	$Pa = N/m^2$	m^3/s	$1/m^3N$	Ns/m^5	kg/m^4
	$p(t)$	$q(t)$	$p = \frac{1}{C} \int q dt$	$p = Rq$	$p = M \frac{dq}{dt}$
Termisk Impedans: K/W	Temperatur	Effekt	Kapacitet	Modstand	(Ingen)
	K	W	J/K	K/W	$(ingen)$
	$T(t)$	$P(t)$	$T = \frac{1}{C} \int P dt$	$T = RP$	$(ingen)$

5.9.1 Elektrisk system

De variable i det elektriske system er den drivende kraft repræsenteret ved spænding $u = u(t)$ og reaktionen på spændingen er strømmen $i = i(t)$. Spændingen over komponenterne beskrives som vist for spolen L , modstanden R og kondensatoren C . Differentialkvotienten kan ved Laplace transformationen erstattes i et kredsløbsdiagram af impedansen sL for selvinduktionen og integralet kan tilsvarende erstattes af kondensatorens impedans $1/sC$ hvorefter kredsløbet kan analyseres med Ohms lov som vist med Kirchhoffs love og loven om superposition.

Ved et harmonisk signal beskrives spænding og strøm gennem amplituderne u_0 og i_0 samt frekvensen af oscillationen f eller tiden T_P for en periode. Impedansen er funktion af frekvensen som $Z_E(f)$, men vil i megen litteratur skrives som funktion af den komplekse variable $j\omega$, som $Z_E(j\omega)$, eller som funktion af Laplace operatoren s som $Z_E(s)$.

En effekt kan kun afsættes i belastningens reelle del og for en harmonisk svingning er den effektive værdi (RMS-værdien) givet ved amplituden som $u_{RMS} = u_0/\sqrt{2}$. For andre typer af svingninger må RMS værdien findes på anden vis.

5.9.2 Mekanisk system

Det mekaniske system benytter kraft F og hastighed v for massen M , modstanden R og fjedren F . Ligningerne er identiske med det elektriske system så en masse kan repræsenteres ved en spole. Fjedrens eftergivelse C (*compliance*) er det reciproke af stivhed og kan repræsenteres af en kondensator. Newtons anden lov giver relationen mellem kraft og masse ved accelerationen gennem $F = Mdv/dt$. Fjederkraften er givet ved fjedrens udvidelse x hvor en strækning beregnes som integralet af hastigheden v . Tab vil ofte antages at være proportionel med hastigheden hvilket dog udelukker friktion.

Den mekaniske impedans Z_M beskriver kraften $F(t)$ på et kredsløb med hastigheden $v(t)$. Kraft og hastighed beskrives gennem deres amplituder F_0 og v_0 samt frekvensen af oscillationen f eller tiden T_P for en periode. Den mekaniske model benytter en seriekobling af komponenter med samme hastighed og en parallelkobling af komponenter der deler den mekaniske kraft.

5.9.3 Akustisk system

Det akustiske system benytter tryk p (kraft per areal) og volumehastighed $q = S_Dv$ (et rumfang luft der flyttes med en vis hastighed v af et stempel med arealet S_D). Når volumehastigheden er kendt beregnes trykket ved kilden som $p = Z_Aq$, hvor Z_A er en akustiske impedans der almindeligvis er funktion af frekvensen. Lydtrykket aftager med afstanden når lyden kan udbrede sig frit. Z_A kan overføres til det mekaniske system som et mekanisk serie-element ved at gange med kvadratet på højttalerens areal S_D^2 idet der er direkte proportionalitet mellem v og q .

Den akustiske impedans Z_A beskriver trykket $p(t)$ på membranen med volumehastigheden $q(t)$. Tryk og volumehastighed beskrives gennem deres amplituder p_0 og q_0 samt frekvensen f eller tiden T_P for en periode.

Lydudstråling fra flader samt lydtransmission gennem rør og horn beregnes fra den akustiske impedans hvor S er en flade der kan være arealet af højttalerens membran S_D , arealet af et rør eller en fiktiv flade i rummet som lyden udbredes igennem [KRL-44].

Der er en nær kobling mellem de mekaniske og akustiske systemer idet de begge arbejder med kraft og hastighed der i det akustiske system repræsenteres ved kraften på et areal (trykket) og den hastighed et volumen af luft flyttes med. Omregningen benytter kvadratet på et areal og ved design af højttalere er typisk membranens areal eller en portmundings areal.

5.9.4 Termisk system

Det termiske system beskrives ved temperatur T og effekt P og adskiller sig fra de øvrige ved ikke at have et led for inertি. Der eksisterer en termisk masse, men den er først af betydning ved så store systemer som beskrevet ved jordkloden.

Ved afsættelse af effekt i svingspolen varmes den op og temperaturstigningen påvirker højttalerens funktion. I første omgang stiger modstandsværdien af svingspolens R_E , og ved høj temperatur kan den lim der holder svingspolen i forbindelse med membranen blive beskadiget hvorved højttaleren ødelægges. Ud fra en termisk analyse kan tidskonstanten bestemmes og dermed skabes en basis for et estimat af hvor lang tid en højttaler kan tåle en given effekt. Det termiske system spiller dog sjældent en større rolle for et design af højttalere, men er vigtigt for PA-systemer der skal håndtere store effekter i lange tidsrum.

5.10 Referencer

- ANT1 A. N. Thiele "Loudspeakers in Vented Boxes: Part I", Journal of the Audio Engineering Society, May 1971, Volume 19, Number 5.
- ANT2 A. N. Thiele "Loudspeakers in Vented Boxes: Part II", Journal of the Audio Engineering Society, June 1971, Volume 19, Number 6.
- BM Brian C. J. Moore "An Introduction to the Psychology of Hearing", Elsevier, 2004.
- BK Bjørn Kolbrek "Horn Theory: An Introduction", www.audioXpress.com.
- CD Trevor J. Cox & Peter D'Antonio "Acoustic Absorbers and Diffusers", 2nd Ed., Taylor & Francis, 2009.
- JD J. Dinsdale "Horn loudspeaker design", Wireless World, March 1974.
- KRL Knud Rasmussen "Lydfelter", Note 2107, Danmarks Tekniske Universitet, 2004.
- KRH Knud Rasmussen "Højttalere", Note 2109, Danmarks Tekniske Universitet, 1996.
- HK Heinrich Kuttruff "Room Acoustics", 5 Ed, Spon Press, 2009.
- LLB Leo L. Beranek "Acoustics", Acoustical Society of America, 1996.
- MHA Everest & Pohlmann "Master Handbook of Acoustics", 5th Ed. McGraw-Hill, 2009.
- MMD J. Mayer, F. Meunier og L. Dentel "Speech Recognition Experiment in 'Natural Quiet' Background Noise". International Phonetic Association. Fundet på nettet.
- SP Stephan Peus "A Pressure Microphone with Spherical Acoustic Surface", 16th Tonmeistertagung, Karlsruhe, 1990.
- TAS1 Tore Skogberg "Loudspeaker Cabinet Diffraction", Master thesis, Acoustical Technology, Ørsted DTU, 2006. <http://www.torean.dk/artikel/Diffraction.pdf>.
- TAS2 Tore Skogberg "Analogteknik", 2015. <http://www.torean.dk/artikel/Analogteknik.pdf>.
- WML W. Marshall Leach, Jr. "Introduction to Electroacoustics & Audio Amplifier Design", 3th Ed. Kendall/Hunt Publishing Company, 2003.

5.11 Stikordsregister

A/B test.....	9	Delefrekvens.....	87	Model.....	
Absorptionskoefficient.....	94	Dæmpe diskant.....	85	Akustisk.....	51
Admittans.....	37	Elektro-dynamisk.....	32	Elektrisk.....	49
Afstandsregel.....	22, 47, 107	Elektronisk delefilter.....	87	Mekanisk.....	35
Akustisk effekt.....	110	Elektrostatisk.....	29	Modelektriskraft.....	34
Akustisk kortslutning.....	24, 44	Ikke-lineær.....	71	Musikteori.....	9
Amperes lov.....	34	Ionisering.....	30	Niveau.....	85
Amplitudemodulation.....	86	Korrektionsfilter.....	77	Nærfelt.....	73, 107
Bashævning.....	77	Piezoelektrisk.....	30, 81	Oktav.....	21
Bashøjttaler.....	32	Servo.....	71	PA anlæg.....	81, 87
Beskyttelseskredsløb.....	79	Sikring.....	85	Partikelhastighed.....	111
Butterworth.....	36, 52	Strålingsimpedans.....	40	Phon.....	7
Bølgeligning.....	97	Høregrense.....	7	Pythagoras.....	20
Bølgelængde.....	22	Idealgaslov.....	98	Pythagoras' komma.....	21
Cent.....	20	IEC baffle.....	41	Ray tracing.....	92
Chebychev.....	52	Impedans.....		Resonans.....	33, 54
Delefilter.....	75	Akustisk.....	101	Mekanisk.....	35
Destruktiv interferens.....	25	Bagside.....	49	Stående bølger.....	89
Differenstoneforvrængning.....	9	Elektrisk.....	37	Ribbon loudspeaker.....	31
Diffraktion.....	23	Kompensering.....	84	Rockwool.....	95
Diffust lydfelt.....	113	Mekanisk.....	37	Sabines formel.....	94
Diskanthøjttaler.....	32	Stråling.....	40	Schröder frekvens.....	90
Magnetisk olie.....	82	Intensitet.....	110	Sekund.....	21
Piezoelektrisk.....	30, 81	Interferens.....	24	Sfærisk lydgiver.....	47
Dissonans.....	20	Intermodulation.....	9	Sikring.....	83
Drone.....	21	Ka.....	47	Skumplast.....	95
DSP.....	71, 75, 87	Karakteristisk impedans.....	100f.	Smertegrænse.....	7
Effekt.....	40, 88	Konsonans.....	20	Sommerfeldts antagelse.....	108
Eftergiveighed.....	49	Kraftfaktor.....	32, 34	SPL.....	7
Efterklangstid.....	90, 94	Kwart.....	21	Stamtoner.....	21
Endekorrektion.....	104	Kvint.....	21	Stempelområde.....	71
Energitæthed.....	111	Lambert-stråling.....	91	Strålingsimpedans.....	40, 109
ERB.....	8	Ligesvævende temperatur.....	20	Svingspole.....	34
Eyrings formel.....	94	Lorentzkraft.....	34	Terts.....	21
Faradays lov.....	34, 73	Luftspalteinduktion.....	34	Thiele-Small parametre.....	33
Fasedrejning.....	83	Lukket kabinet.....	49	Tinnitus.....	8
Fjederstyrede område.....	36	Lydabsorption.....	95	Tommelfingerregel.....	
Fjernfelt.....	107	Lyd hastighed.....		Absorption.....	95
Frekvensområde.....	8	Formeludtryk.....	99	Baflens grænsefrekvens.....	46
Musikgengivelse.....	43	Vand.....	98	Delefilter.....	82
Musikinstrumenter.....	19	Lydniveau.....	7	Resonansfrekvens.....	28
Fresnel.....	23	Lydtryk.....	41, 111	Tidskonstant.....	79
Godhed.....	35, 83	Port.....	112	Underholdningsmusik.....	43
Halvtonetrin.....	20	Maskering.....	10	Ventileret kabinet.....	53
Harmonisk forvrængning.....	9	Maskestyrede område.....	36	Virkningsgrad.....	40
Helmholtz.....	96	Maskestyret område.....	35	Volumehastighed.....	107
Helmholtz resonans.....	53	Membran.....	39	Ækvivalent båndbredde.....	8
Huygen.....	23	Membranens udsving.....	36	Ækvivalent volumen.....	52
Højttaler.....	29	Membranmateriale.....	39		
Delefilter.....	81, 83	Minimum fase system.....	76		