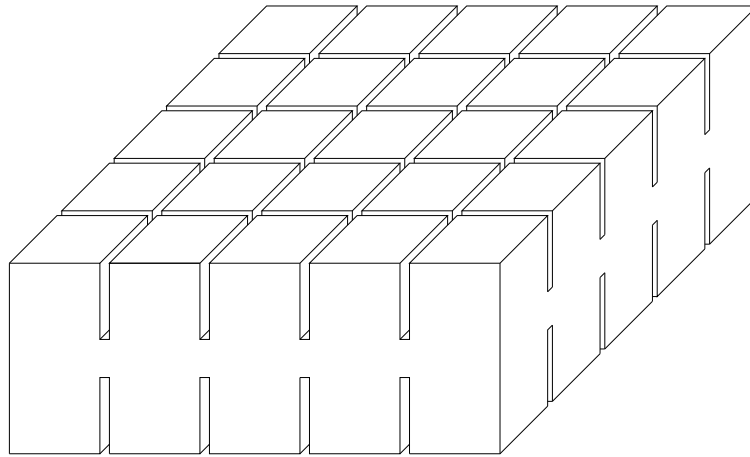


Masteroppgave i akustikk

Adaptive transdusere basert på tidsreversering

Målinger på en 5x5 array prototype



Adam Suleiman



Institutt for Fysikk og Teknologi
Juni 2009

Forord

Til Sara, Ramona, Maria, Dani og Lukas

Masterstudiet har naturligvis vært en formidabel utfordring som jeg har lært mye av. Oppgaven har gitt meg en hel masse hodebry og en håndfull våkenetter, men det er først og fremst de gode relasjonene til medstudenter og ansatte jeg vil huske best. Det å spasere rundt i korridorene på IFT er noe jeg virkelig har satt pris på. Oppgaven gjenspeiler dessuten fem begivenhetsrike år i Bergen. Det er derfor den enkleste sak å dedikere en hel side til alle de som har bidratt aktivt og passivt til at oppgaven ble som den ble:

Først og fremst vil jeg rette en stor takk til min veileder Halvor Hobæk. Halvors rådgivning var uunværlig de gangene fysikkens gåter ikke traff meg som innlysende. Videre vil jeg spesielt takke min "sekundære veileder" og medstudent, Espen Storheim. Espen ga meg nyttige råd i forhold til databehandlingen, og i tillegg tok han på seg bryet med å korrekturlese oppgaven. Lars G. Johansen fortjener også en plass på denne siden. Til tross for egne tidsrammer var han alltid behjelpelig når elektronikkspørsmålene krevde svar. Jeg vil også takke min logoped, Øystein Sundsbak, for smarte råd i forkant av Finse-presentasjonen i Januar, og Søren Wiig for å ha invitert meg på middag de gangene jeg ikke hadde tid til å lage selv. En takk gis også til mine bandkollegaer som har vist tålmodighet i den viktige perioden før plateslippen. Videre vil jeg takke personalet på det mekaniske verkstedet for imøtekommenhet og knallbra service.

Den aller største takken rettes til familien Suleiman hjemme i Ålesund. Hele gjengen har fulgt meg gjennom fremdriften med stor nysgjerrighet og bidratt til ekstra motivasjon.

Innhold

1	Innledning	1
1.1	KMB-prosjektet	1
1.2	Bakgrunn og motivasjon	2
1.3	Konkrete mål for oppgaven	3
1.4	Oppbygning	3
2	Bakgrunnsteori	4
2.1	Piezoelektrisitet	4
2.1.1	Generelt	4
2.1.2	Tap i piezoelektriske materialer	6
2.2	Arrayteori	7
2.2.1	Hjelpesfunksjoner	7
2.2.2	En-dimensjonelle arrayer	8
2.2.3	To-dimensjonelle arrayer	9
2.2.4	Litt om fasestyring	10
2.3	Fokusering	11
2.3.1	Fokusering vha. linser	11
2.3.2	Fokusering vha. en array	12
2.4	Akustisk tidsreversering	13
2.4.1	Faseformasjonen	13
2.4.2	Inhomogene strålingsmedier	14
2.4.3	Andvendelse	15
3	Transduserkonstruksjonen	17
3.1	Det piezoelektriske materialet, Pz27	17
3.1.1	Egenskaper	18
3.1.2	Admittans	18
3.2	Bygging av transduserkonstruksjonen	19
3.2.1	Utstyr	19
3.2.2	Arrayen	19
3.2.3	Fremgangsmåte for å gjøre arraykonstruksjonen vanntett	21
3.2.4	BNC-panelet	22
3.2.5	Den ferdigbygde transduserkonstruksjonen	23
4	Arrayelementenes frekvensrespons	24
4.1	Motivasjon	24
4.2	Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1	24
4.2.1	Om FEMP U3.1	24
4.2.2	Simuleringer	24
4.3	Konduktansmålinger på arrayelementene	26
4.3.1	Resultater/drøfting	26

5	Kobling	31
5.1	Motivasjon	31
5.1.1	Utstyr	32
5.2	Koblingsanalyse, del 1: Eksitering i luft	32
5.2.1	Metode	32
5.2.2	Forventning	33
5.2.3	Resultater	33
5.2.4	Drøfting	35
5.2.5	Videre analyse: Virkning av den elektriske belastningen på elementene	36
5.3	Koblingsanalyse, del 2: Eksitering i vann	38
5.3.1	Forventning	38
5.3.2	Resultater	38
5.3.3	Drøfting	39
5.4	Koblingsanalyse, del 3: Eksitering i vann, med en stålplate plassert på arrayen	40
5.4.1	Forventning	40
5.4.2	Resultater	41
5.4.3	Drøfting	41
6	Direktivitet	42
6.1	Teoretiske beregninger i MATLAB: 5x5 elementer	42
6.1.1	Direktivitet fra ett element	42
6.1.2	Direktivitet fra hele arrayen	43
6.1.3	Betrakning av MATLAB-beregningene	43
6.2	Eksperimentelle direktivitetmålinger i vann	45
6.2.1	Motivasjon	45
6.2.2	Valg av strålingsmedium	45
6.2.3	Utstyr	45
6.2.4	Måleoppsett og metode	46
6.2.5	Forventning	47
6.2.6	Resultater; målinger på senterelementet	48
6.2.7	Resultater; målinger på hjørneelementet	50
6.2.8	Drøfting	52
6.2.9	Videre analyse: Direktivitetmålinger med en måleavstand på 14 cm	53
6.2.10	Oppsummering av direktivitetmålingene i vann	54
6.3	Eksperimentelle direktivitetmålinger i vann, med stålplaten plassert på arrayen	55
6.3.1	Motivasjon	55
6.3.2	Utstyr	55
6.3.3	Måleoppsett og metode	55
6.3.4	Forventning	56
6.3.5	Resultater; måleavstand på lydaksen: 3.7cm	56
6.3.6	Resultater; måleavstand på lydaksen: 19.2cm	58
6.3.7	Drøfting	59
6.4	Teoretiske beregninger i MATLAB: 7x7 elementer	59
6.4.1	Synsfeltet	59
6.4.2	Direktivitet fra ett element	59
6.4.3	Direktivitet fra hele arrayen	60
6.4.4	Betrakning av MATLAB-beregningene	60
6.4.5	Drøfting vedrørende kobling og konstruksjon	61
7	Ekkoregistrering	63
7.1	Motivasjon	63
7.2	Utstyr	63
7.3	Koblingsrelaterte signaler fra passive, pårørende elementer	64
7.3.1	Måleoppsett og metode	64
7.3.2	Forventning	64
7.3.3	Resultater	64

7.3.4	Drøfting	65
7.4	Målinger med en reflektor	67
7.4.1	Måleoppsett og metode	67
7.4.2	Forventning	67
7.4.3	Resultater	68
7.4.4	Drøfting	69
7.5	Registrering av innkomne signaler fra en ekstern kilde	69
7.5.1	Måleoppsett og metode	70
7.5.2	Beregning av anvendt utgangsspenning på hydrofonen	70
7.5.3	Resultater	72
7.5.4	Drøfting	72
7.6	Forslag til forbedring	73
8	Styringselektronikken	75
8.1	Systemkrav	75
8.2	Konstruksjon	76
8.3	Systemtilpasning	78
9	Usikkerhetsanalyse	79
9.1	Generelt	79
9.2	Bakgrunn for beregnede usikkerheter	80
9.3	Usikkerheter som ikke er nevnt i oppgaven	81
10	Avslutning	82
10.1	Konklusjoner	82
10.2	Forslag til videre arbeid	83
A	Programmering	86
A.1	MATLAB	86
A.1.1	Overføring av data fra impedansanalysatoren til MATLAB	86
A.1.2	5x5-matriseplott med fargekart, brukt til konduktanskartet i figur 4.12	86
A.1.3	5x5-matriseplott med fargekart, brukt til å illustrere koblingseffektene i figur 5.3-5, 5.10 og 5.13	87
A.1.4	Forventet direktivitet til 5x5 og 7x7-array, brukt til figur 7.1, 7.2, 7.3, 7.17 og 7.18	87
A.1.5	Program relatert til direktivitetmålingen i kap.5	87
A.1.6	Program relatert til målinger i kap.7	91
A.2	FEMP U3.1 Skriptet forbundet med simuleringene i kap.4.2.2:	92
A.2.1	Materialfilen	92
A.2.2	Inn-filen	93
B	Vedlegg	94
B.1	Resonansfrekvensspekter, hentet fra [10]	94
B.2	Spesifikasjoner for 8103-hydrofonen	95
B.3	Fysiske egenskaper forbundet med stålplaten	98
B.4	Formfaktor for wolframkarbid-kulen	98

Figurer

1.1	Oversikt over KMB-prosjektet	1
1.2	Olje/gass-separator	2
2.1	Piezoelektrisk effekt	4
2.2	Direkte piezoelektrisk effekt	5
2.3	Invers piezoelektrisk effekt	5
2.4	Diracs deltafunksjon	7
2.5	Comb-funksjonen	7
2.6	Rect-funksjonen	8
2.7	En-dimensjonell kildefordeling	8
2.8	Direktiviteten av en 1-dimensjonell kildefordeling	9
2.9	To-dimensjonell kildefordeling	9
2.10	Direktiviteten av en to-dimensjonell kildefordeling	10
2.11	Huygens prinsipp	11
2.12	Fokusering anvendt i et ellipsoidal kammer	11
2.13	Fokusering vha linse	12
2.14	Fokusering vha array	12
2.15	Faseforskyvde inn- og utgangssignaler i en array	13
2.16	Tidsreversering i grensen av to medier	14
2.17	Tidsreversering i et inhomogent medium	15
2.18	Automatisk deteksjon av en dominant reflektor	16
2.19	Iterativ overvåking av en bevegende reflektor	16
3.1	Det piezoelektriske elementet, pz27	17
3.2	Konduktans som funksjon av frekvens	18
3.3	Susceptans som funksjon av frekvens	18
3.4	Arrayskisse	20
3.5	Signalledninger loddet på arrayen	20
3.6	Transduserhuset	21
3.7	Silikonfylling	21
3.8	Tetting og jording	22
3.9	Panel med BNC-plugger	22
3.10	Ledninger for jord og signal, loddet på en BNC-plugg	23
3.11	Den ferdigbygde transduser-konstruksjonen	23
3.12	Numerering av arrayelementene/BNC-pluggene	23
4.1	Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1. D=10cm, 5cm og 2cm, T=2cm	25
4.2	Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1. D=1cm og 0.25cm, T=2cm	26
4.3	Koblede svingninger	27
4.4	Konduktans for element nr.13, 50-200kHz	27
4.5	Symmetriakser og gruppering av arrayelementene	27
4.6	Konduktans for elementnr.8, 65-80kHz	28
4.7	Konduktans for elementnr.8, 65-80kHz	28
4.8	Konduktans for elementnr.7, 65-80kHz	29
4.9	Konduktans for elementnr.3, 65-80kHz	29

4.10	Konduktans for elementnr.2, 65-80kHz	29
4.11	Konduktans for elementnr.1, 65-80kHz	30
4.12	Konduktanskart	30
5.1	Koblingseffekter	31
5.2	Måleoppsett for koblingsanalysen i luft	32
5.3	Koblingen. Spenningsrespons fra element nr. 3 som følge av eksitert senterelement.	33
5.4	Koblingen. Påtrykt spenning på elementer fra gruppe 1 og 2	34
5.5	Koblingen. Påtrykt spenning på elementer fra gruppe 3 og 4	34
5.6	Koblingen. Påtrykt spenning på elementer fra gruppe 5 og 6	34
5.7	Filter fra det elektriske styrings- og avlesningssystemet	36
5.8	Krets vedrørende elektrisk belastning på et arrayelement	37
5.9	Koblingen. Spenningsrespons fra element nr. 3, belastet med $13k\Omega$	37
5.10	Forventede koblingseffekter ved økning i strålingsmediets impedans.	38
5.11	Koblingen i vann. Påtrykt spenning på elementnr. 13 og 1.	39
5.12	Stålplaten	40
5.13	Refleksjon og transmisjon mellom tre medier	41
5.14	Koblingen i vann, med stålplaten plassert på arrayen. Påtrykt spenning på elementnr.13	41
6.1	Normalisert direktivitet i u-rommet, plottet i Matlab: 5x5 elementer	43
6.2	Normalisert direktivitet som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB	44
6.3	Direktivitet i dB som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB	44
6.4	Måleoppsett, direktivitet	46
6.5	Hydrofonrespons; senterelementet	48
6.6	Målt direktivitet; senterelementet	50
6.7	Hydrofonrespons; hjørneelementet	51
6.8	Målt direktivitet;	51
6.9	Målt direktivitet sammenlignet med teoretiske beregninger	52
6.10	Hydrofonrespons ved lydaksen. Avstand fra senterelementet: 14 cm	53
6.11	Målt direktivitet sammenlignet med teoretiske beregninger. Måleavstand:14 cm	54
6.12	Vinkeldomener for direktivitetmålingene med stålplaten	55
6.13	Hydrofonresponser; stålplate plassert på arrayen. Måleavstand ved lydaksen: 3.7cm	57
6.14	Målt direktivitet via stålplaten, målt fra en avstand, 3.7cm, fra arrayen.	57
6.15	Hydrofonrespons; stålplate plassert på arrayen. Måleavstand ved lydaksen: 19.2cm	58
6.16	Målt direktivitet via stålplaten, målt fra en avstand, 19.2cm, fra arrayen.	58
6.17	Normalisert direktivitet i u-rommet, plottet i Matlab: 7x7 elementer	60
6.18	Direktivitet i dB som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB	61
6.19	Forslag til konstruksjonsløsning av array med 7x7 elementer.	62
7.1	Koblingsrelaterte signaler fra pårørende elementer; målinger i vann	65
7.2	Koblingsrelaterte signaler element nr.8; målinger i vann med to burstperioder	66
7.3	Måling av ekko fra en reflektor	67
7.4	Plottet differanse mellom koblingsrelaterte signaler med og uten en reflektor i mediet.	68
7.5	Registrering innkommende signaler, eksitert fra en ekstern kilde.	69
7.6	Beregning av anvendt utgangsspenning på hydrofonen	71
7.7	Mottak fra innkommende signaler eksitert fra en ekstern kilde	72
8.1	Systemelektronikken	76
8.2	FPGA	77
8.3	Parametriserte tidsrammer for eksitering og mottak	78
8.4	Prosessbeskrivelse	78
B.1	Resonansfrekvensspekter, hentet fra [10]	94
B.2	Direktiviteten til hydrofonen.	95
B.3	Kildfølsomheten til hydrofonen.	95
B.4	Mottakerfølsomhet og generelle spesifikasjoner for hydrofonen. Type 8103 fra Brüel og Kjær	96

B.5	Spesifikasjoner for Panametrics-forsterkeren	97
B.6	Formfaktor for wolframkarbid-kulen	98

Tabeller

3.1	Materialdata for Pz27	17
5.1	Gjennomsnittlig spenningsrespons fra passive elementer	35
6.1	Sidelobenivå fra MATLAB-simuleringene	45
7.1	Sammenligning av koblingsrelaterte signal ved to forskjellige burstverdier	65
7.2	Verdier brukt å beregne spenningen påført hydrofonen	72
7.3	Sammenligning av p-t-p-verdier	73
B.1	Stålplatens fysiske egenskaper	98

Kapittel 1

Innledning

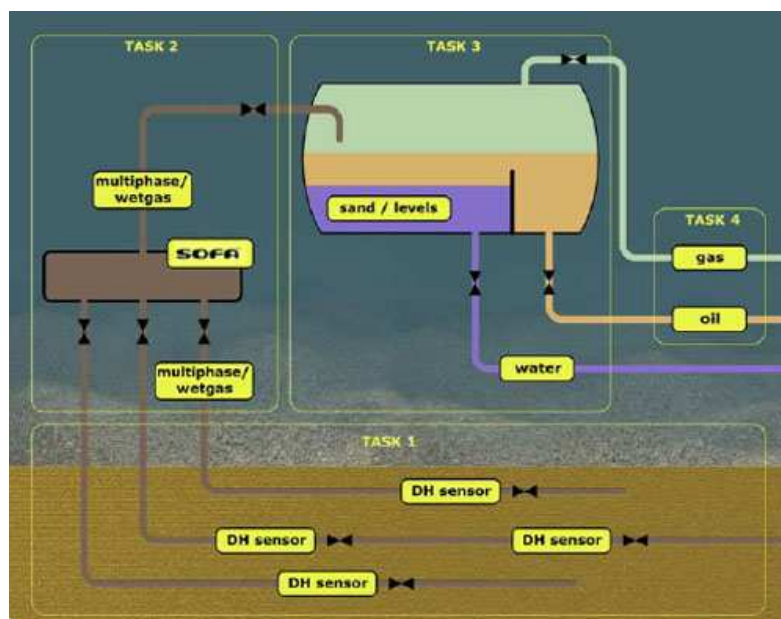
Målet med denne oppgaven er å danne et grunnlag for videre utvikling av en akustisk sensor ment for å overvåke nivåene i en olje/gass-separator. Arbeidet gjort i denne sammenheng omhandler konstruksjon av en prototype, etterfulgt av preparasjonsmålinger med hensikt å kartlegge muligheter for praktisk anvendbarhet. Som sensor tas det sikte på å lage en transduserarray egnet for adaptiv funksjonalitet, dvs. at eksiterte signaler formes automatisk på grunnlag av ekko fra strålingsmediet.

Opgaven inngår som en del av et KMB-prosjekt (Kompetanseprosjekt Med Brukermedvirkning), utført i samarbeid mellom Christian Michelsen Research (CMR) og Institutt for Fysikk og Teknologi (IFT) ved UiB. Før det blir gitt en nærmere beskrivelse av idéer og innhold relatert til denne oppgaven, er det hensiktsmessig å redegjøre for KMB-prosjektet.

1.1 KMB-prosjektet

Prosjektet tar først og fremst sikte på å ytterligere effektivisere utnyttelsen av olje- og gassressurser. CMR og IFT har i denne sammenheng over 30 års erfaring innen forskning og utvikling relatert til formålsrettet industriell instrumentering og målevitenskap. Dette har gitt en bærekraftig kompetanse, særlig innen utvikling av sensorprinsipper basert på ultralyd, elektromagnetisme og atomfysikk.

Figur 1.1 illustrerer det totale omfanget av KMB-prosjektet fordelt ved fire delmål, her representert ved task 1-4.



Figur 1.1: *Oversikt over KMB-prosjektet*

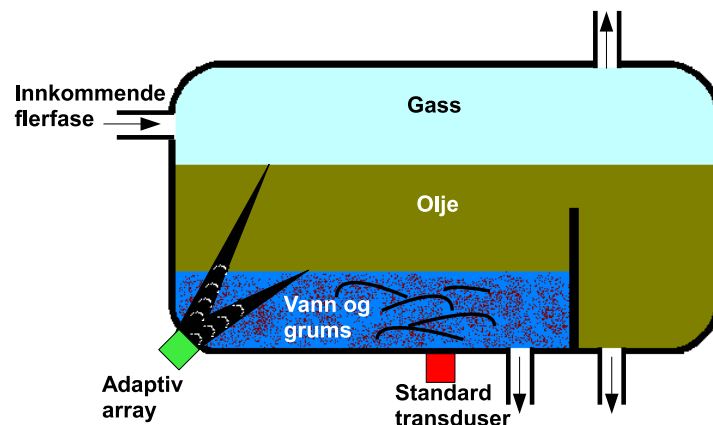
Når olje og gass utvinnes, er det i realiteten også store mengder av vann, sand og grums som inngår i opptaket. Tidligere har det vært vanlig å skille fasene fra hverandre først etter at de er blitt oppsamlet på en plattform over havet. I de senere årene er det imidlertid blitt ønskelig å foreta denne separasjonen på havbunnen. Hensikten med gjeldende prosjekt er å utvikle subsea-målesystemer som optimaliserer oversikten over hva som utvinnes. Deretter skal målesystemene overvåke en separasjonsprosess som skiller fluidene fra hverandre i forkant av videre distribusjon. Med henvisning til figur 1.1, omfatter KMB-prosjektet utvikling av målesystemer relatert til følgende prosessinstanser:

- 1: Sanntidsmonitorering av flerfasestrømmer i oljebrønner.
- 2: Direktekoblet overvåkning for karakterisering av flerfasens sammensetning.
- 3: Monitorering av en separasjonsprosess i en separatortank.
- 4: Strømningsmåling i forkant av distribusjon.

Arbeidet gjort i denne masteroppgaven er knyttet opp mot selve separasjonsprosessen (task 3). I denne sammenheng er det ønskelig å bruke en transduser som festes direkte på utsiden av separatortanken. Ved å tilegne transduseren adaptive egenskaper, vil den i lag med spesialdesignet styringselektronikk forhåpentligvis være i stand til å overvåke nivåene inne i separatoren.

1.2 Bakgrunn og motivasjon

Separatoren er illustrert i figur 1.2. En ståltank fylles av innkommende flerfasestrømning. Etter en viss stabiliseringsperiode blir vann/grums, olje og gass separert som følge av respektive massetettheter og en implementert skillevegg. Deretter sendes fluidene videre hver for seg. Ved å sende lydbølger inn i separatoren, kan grensesjiktene mellom mediene detekteres som ekko, og nivåene kan overvåkes.



Figur 1.2: *Olje/gass-separator: Å detektere grensesjiktene mellom mediene kan vise seg enklest v.h.a. en adaptiv array basert tidsreversering.*

I realiteten er separasjonsprosessen mer komplisert enn hva figuren tilsier. Strømningen inn mot separatoren preges av store krefter, så mediene entrer tanken som en kaotisk blanding. Å tro at denne blandingen raskt ender i en finsortert, stabil separasjon grunnet oppdrift, viser seg å være naivt. Metoden ansees imidlertid som tilstrekkelig god, men måleinstrumenter som kan detektere eventuelle grensesjikt er ennå ikke godt nok utviklet. Figur 1.2 viser en standard transduser festet på undersiden av tanken. Å overvåke grensesjikt med vanlige puls-ekko prosedyrer viser seg å være vanskelig, først og fremst p.g.a. inhomogenitetene som mediene representerer. Det er ikke utenkelig at sand og gjørme legger seg i bunnen,

med grumsete vann liggende over. En lydbølge sendt gjennom slike medier vil preges av spredninger, og sannsynligheten for et påfølgende, markant ekkosignal er sterkt begrenset.

En idè i forhold til dette problemet er å ta i bruk en adaptiv, piezoelektrisk array basert på tidsreversering. Tidsreversering er en metode som kan fokusere lydbølger til tross for inhomogeniteter i mediet. Faktisk åpner metoden for at den nødvendige fasestyringen automatiseres på grunnlag av medieegenskapene. I beste fall vil tidsreversering medføre at arrayen kan fasestyres til å fokusere inn på alle grensesjiktene samtidig. Dette innebærer at arrayen kan plasseres der det er ønskelig, f.eks på hjørnet av tanken som illustrert i figur 1.2.

Ettersom separatorene befinner seg i tøffe omgivelser på havets dyp, bør arrayen være robust. En slik robust struktur oppnås som regel på bekostning av større kobling mellom arrayelementene. Med kobling menes det at elementene er mekanisk tilknyttet hverandre, noe som er uønsket for enhver array. Dersom koblingen er for stor, vil elementene forstyrre hverandre både elektrisk og akustisk, og dermed begrense arrayens anvendbarhet.

1.3 Konkrete mål for oppgaven

Hensikten med dette arbeidet er å først konstruere en array med et robust design. Deretter er målet å undersøke hvorvidt koblingen mellom enkeltelementene innvirker på arrayens direktivitet, og på arrayens evne til å registrere ekko. Forhåpentligvis vil dette arbeidet gi svar på hvorvidt arrayen kan tilegnes adaptive egenskaper og dermed praktisere tidsreversering.

Arrayen brukt i oppgaven er kvadratisk, og består av 25 like store elementer. Dette er imidlertid en prototype som utelukkende er ment til forhåndstesting. Ved en eventuell realisering på en separator, tas det sikte på å benytte en tilsvarende 7×7 -array ettersom dette bl.a. gir forbedret fasestyring. Imidlertid ble det tatt enighet om å bygge en prototype med færre elementer for å forenkle konstruksjonsprosessen og den videre håndteringen.

I sammenheng med denne delen av KMB-prosjektet, jobbes det også med utvikling av en tilhørende styringselektronikk. Dette systemet prepareres av post. doc. Lars G. Johansen ved IFT. Det var i utgangspunktet ønskelig å avslutte denne oppgaven ved gjøre målinger basert på tidsreversering vha. styringselektronikken. Dette ble utsatt ettersom elektronikken ikke ble klar i tide.

1.4 Oppbygning

- Kapittel 2 omhandler relevant bakgrunnsteori fremlagt på en oppsummerende måte. Teorien er delt inn i fire emner: Piezoelektrisitet, arrayteori, fokusering og tidsreversering.
- I kapittel 3 blir det gitt et innblikk i fremdriften av transduserkonstruksjonen.
- Målingene begynner først i kapittel 4. Her undersøkes frekvensresponsen for hvert arrayelement, bl.a. for å finne de respektive resonansfrekvensene.
- Deretter blir koblingen mellom elementene undersøkt i kapittel 5. Metodene går ut på å finne ut hvorvidt ett eksitert element medfører at de resterende, passive elementene begynner å vibrere. I denne sammenheng gjøres det målinger i luft og i vann, samt et tredje tilfelle med en stålplate plassert på arrayen.
- Kapittel 6 omhandler diverse direktivitetmålinger for ett eksitert element. I denne sammenheng måles direktiviteten i vann, med og uten stålplaten plassert på arrayen.
- Videre blir det i kapittel 7 fremlagt målinger vedrørende arrayens evne til å motta ekkosignaler med opphav fra arrayens egen eksitering.
- Deretter blir den tilhørende styringselektronikken presentert i kapittel 8. Dette er et system som er ment å iverksette den tidsreverserende prosessen. Selv om systemet ikke er benyttet, vil en kort redegjørelse sette oppgaven i et videre perspektiv.
- I kapittel 9 blir det gitt en kort usikkerhetsanalyse relatert til diverse måleresultater.
- Oppgaven avsluttes i kapittel 10. Her fremlegges konklusjoner og forslag til videre arbeid.

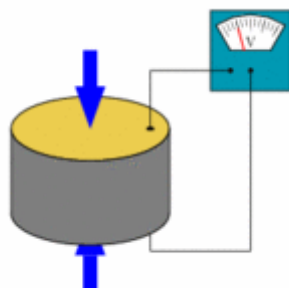
Kapittel 2

Bakgrunnsteori

I dette kapitlet gis en oppsummerende beskrivelse av teorier som underbygger arbeidet gjort i denne oppgaven. Teoriene er delt inn i fire emner: piezoelektrisitet, arrayteori, fokusering og tidsreversering.

2.1 Piezoelektrisitet

Et materiale som er piezoelektrisk besitter indre egenskaper som gjør det i stand til å generere elektrisk spenning som konsekvens av mekanisk deformasjon. Dette illustreres i figur 2.1. Motsatt vil en mekanisk deformasjon oppnås ved å påtrykke en elektrisk spenning gjennom materialet.

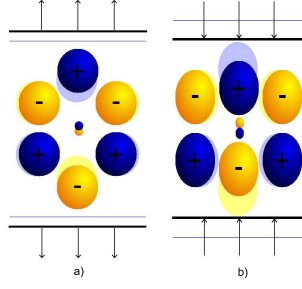


Figur 2.1: *Pilene indikerer retningen av den påtrykte mekaniske kraften. En elektrisk spenning blir dermed observert på voltmeteret. Motsatt kan en elektrisk spenning påtrykkes, og en mekanisk deformasjon oppnås.*

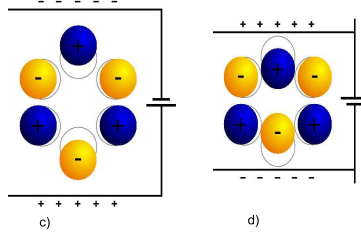
2.1.1 Generellt

Ferroelektriske materialer kan gjøres piezoelektriske ved at de varmes opp til en viss temperatur, kalt Curie-punktet [19]. Ved denne temperaturen kan de interne, elektriske dipolmomentene, som i utgangspunktet er tilfeldig orienterte, innrettes i en ønsket retning ved å påtrykke et sterkt elektrisk felt gjennom materialet. Når temperaturen deretter senkes til under Curie-punktet, kan det påtrykte feltet fjernes og polariseringen vil forbli permanent. Et elektrisk felt vil da oppstå langs polarisasjonen dersom en påtrykker materialet en mekanisk spenning. Motsatt vil det oppstå en deformasjon i polarisasjonsretningen dersom en påtrykker en elektrisk spenning gjennom materialet.

De piezoelektriske egenskapene vil være avhengig av krystallstrukturen i materialet[19]. I hovedsak vil de positive og negative ladningssentrene i et krystall forflytte seg i forhold til hverandre som resultat av den påtrykte mekaniske spenningen. Dette på grunn av asymmetrien i krystallstrukturen. De resulterende ladningsforskyvningene vil da gi et elektrisk felt over det piezoelektriske elementet, som illustrert i figur 2.2. Dette kalles *direkte* piezoelektrisk effekt. *Indirekte* piezoelektrisk effekt forekommer når en potensialforskjell påtrykkes på materialets overflate langs polariseringen, som vist i figur 2.3.



Figur 2.2: Ladingssentrene i krystallet forskyves som resultat av mekanisk strekk (a), eller kompresjon(b). Dette kalles direkte piezoelektrisk effekt. Som vist er retningen på det induserte elektriske feltet avhengig av hvordan krystallet deformeres.



Figur 2.3: Ladingssentrene i krystallet forflyttes som resultat av en påtrykt spenning. Dette kalles invers piezoelektrisk effekt. Som vist er denne deformeringen avhengig av retningen på den påtrykte elektriske spenningen.

Selv om et piezoelektrisk krystall ikke deformeres med mer en noen få nanometer, er den tilhørende deformeringskraften av en størrelsesorden meganewton. Denne kraften er derfor godt egnet til bruk i diverse applikasjoner som krever konkurransedyktig målepresisjon.

For å beskrive koblingen mellom elastiske og elektriske egenskaper i et piezoelektrisk materiale, kan følgende relasjoner brukes (se [19] og [17]):

$$T_p = c_{pq}^E S_q - e_{jp} E_j \quad (2.1)$$

$$D_i = e_{iq} S_q + \epsilon_{ij}^S E_j \quad (2.2)$$

$$S_p = s_{pq}^E T_q + d_{jp} E_j \quad (2.3)$$

$$D_i = d_{iq} T_q + \epsilon_{ij}^T E_j \quad (2.4)$$

$$S_p = s_{pq}^D T_q + g_{jp} D_j \quad (2.5)$$

$$E_i = -g_{iq} T_q + \beta_{ij}^T D_j \quad (2.6)$$

$$T_p = c_{pq}^D S_q - h_{jp} D_j \quad (2.7)$$

$$E_i = -h_{iq} S_q + \beta_{ij}^S D_j \quad (2.8)$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad \text{og} \quad p, q = 1, 2 \dots 6$$

Indeksene, i, j, p og q, sier noe om hvilke retninger i materialet relasjonene er knyttet til [17].

Det er vanlig å fremlegge disse relasjonene på matriseform når et materiale skal analyseres. Som eksempel kan ligningsett 2.3 og 2.4 settes opp slik:

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}^E & s_{12}^E & s_{13}^E & s_{14}^E & s_{15}^E & s_{16}^E \\ s_{21}^E & s_{22}^E & s_{23}^E & s_{24}^E & s_{25}^E & s_{26}^E \\ s_{31}^E & s_{32}^E & s_{33}^E & s_{34}^E & s_{35}^E & s_{36}^E \\ s_{41}^E & s_{42}^E & s_{43}^E & s_{44}^E & s_{45}^E & s_{46}^E \\ s_{51}^E & s_{52}^E & s_{53}^E & s_{54}^E & s_{55}^E & s_{56}^E \\ s_{61}^E & s_{62}^E & s_{63}^E & s_{64}^E & s_{65}^E & s_{66}^E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} \\ d_{41} & d_{42} & d_{43} \\ d_{51} & d_{52} & d_{53} \\ d_{61} & d_{62} & d_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$\begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

I relasjonene som har blitt presentert, inngår de følgende størrelsene:

S	[ubenevnt]	:	tøyning
T	[N/m ²]	:	mekanisk spenning
E	[V/m]	:	eleksisk feltstyrke
D	[C/m ²]	:	elektrisk forskyvning
c^E	[N/m ²]	:	elastisk stivhetskonstant ved konstant elektrisk feltstyrke
c^D	[N/m ²]	:	elastisk stivhetskonstant ved konstant elektrisk forskyvning
s^E	[m ² /N]	:	komplianskonstant ved konstant elektrisk feltstyrke
s^D	[m ² /N]	:	komplianskonstant ved konstant elektrisk forskyvning
ϵ^T	[F/m]	:	permittivitet ved konstant mekanisk spenning
ϵ^S	[F/m]	:	permittivitet ved konstant mekanisk tøyning
β^T		:	impermittivitet ved konstant mekanisk spenning
β^S		:	impermittivitet ved konstant mekanisk tøyning
d,e,g,h		:	piezoelektriske materialkonstanter

2.1.2 Tap i piezoelektriske materialer

Kort fortalt er tapsmekanismene i piezoelektriske materialer forbundet med elastiske og dielektriske egenskaper, samt den elektroakustiske koblingen. F.eks. kan mekaniske tap beskrives ved å innføre en kompleks elastisk stivhetskonstant, $c_{pq}^D = c_{pq}'^D + ic_{pq}''^D$, noe som medfører en kompleks lydshastighet. Videre vil dette gi komplekse bølgetall som svarer til beskrivelsen av dempede plane bølger[20].

Dersom stivhetskonstanten er gitt som, $c_{pq}^D = c_{pq}'^D + ic_{pq}''^D = c_{pq}'^D(1 + \frac{i}{Q_{pq}^{CD}})$, $Q_{pq}^{CD} = \frac{c_{pq}'^D}{c_{pq}''^D}$,

medfører dette at lydshastigheten blir $c = c' + ic'' = \sqrt{\frac{c_{pq}'^D \left(1 + \frac{i}{Q_{pq}^{CD}}\right)}{\rho}}$.

Dersom tapene er små, kan c rekkeutvikles: $c \approx c'(1 + \frac{1}{2} \frac{i}{Q_{pq}^{CD}}) \Rightarrow k = k' + ik'' = \frac{\omega}{c'} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{i}{Q_{pq}^{CD}}\right)$

En bølge kan da beskrives som: $e^{i(\omega t - kz)} = e^{i(\omega t - k'z)} e^{-\alpha z}$, der α er dempningen uttrykt som $\alpha = \frac{\omega}{2c'Q_{pq}^{CD}}$

For flere detaljer, se [20].

Når slike tap fremlegges, er det som regel gjort med referanse til Q_{pq}^{CD} . Dessverre finnes det ennå ikke gode og standardiserte metoder for å bestemme tapene eksperimentelt. En materialfabrikant vil som oftest oppgi en Q-verdi forbundet med mekanisk tap. Denne betegnes gjerne som Q_m , og er relatert til

resonansfrekvensen, f_r og antiresonansfrekvensen, f_a [17], samt den mekanisk impedansen, Z_m , og en kapasitans C^T ved konstant mekanisk spenning;

$$Q_m = \frac{f_a^2}{2\pi f_r Z_m C^T (f_a^2 - f_r^2)}, \quad \text{etter [9].}$$

Kort sagt er Q -verdien en indikasjon på systemets evne til å komme i resonans.

2.2 Arrayteori

En array består av en samling med enkeltelementer som utstråler eller mottar energi. Elementene er ideelt sett ikke i kontakt med hverandre, og dersom arrayen brukes som sender, styres disse individuelt, gjerne med forskjellige påtrykte signaler. Teoriene som følger er hentet fra [4], [6] og [18]

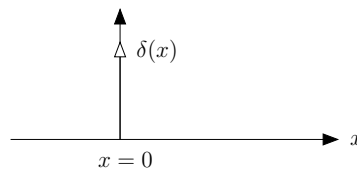
2.2.1 Hjelpesfunksjoner

For å gi en fundamental, matematisk beskrivelse av en akustisk array og dens tilhørende direktivitet (lydfelt), er det vanlig å ta i bruk følgende hjelpesfunksjoner:

- Diracs deltafunksjon

Er definert som $\delta(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i u x} du$, der u er en konjugert variabel i lateral retning. Denne funksjonen har følgende egenskaper:

$$\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases} \quad \text{og} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1, \quad \text{og er illustrert i figur 2.4.}$$

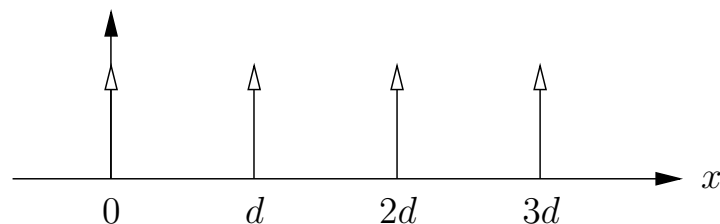


Figur 2.4: Den vertikale pilen i $x = 0$ illustrerer deltafunksjonen.

- Comb-funksjonen

Denne funksjonen består av en uendelig rekke av deltafunksjoner med lik innbyrdes avstand, d .

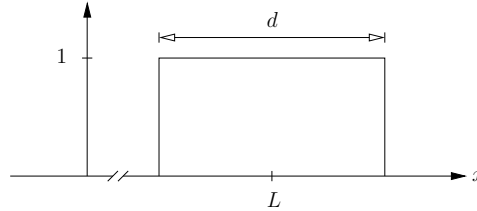
$$\text{Altså,} \quad \text{comb}(d) = \begin{cases} \delta(x - nd), & x = nd \\ 0, & x \neq nd \end{cases} \quad n = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \text{ som illustrert i fig. 2.5.}$$



Figur 2.5: Grafisk fremstilling av comb funksjonen

- Rect-funksjonen

Denne er definert som $rect(L, d) = \begin{cases} 1, & L - \frac{d}{2} \leq x \leq L + \frac{d}{2} \\ 0, & \text{ellers} \end{cases}$ og illustreres i fig 2.6.



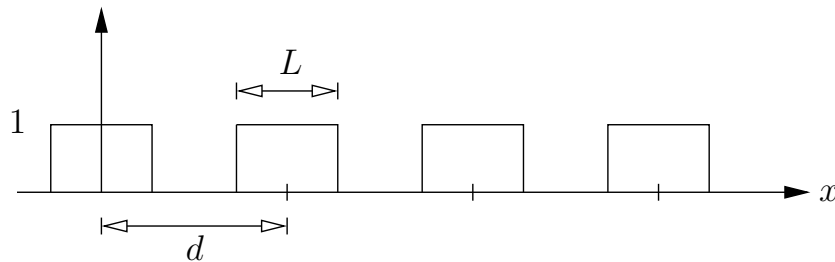
Figur 2.6: Grafisk fremstilling av rect-funksjonen

2.2.2 En-dimensjonelle arrayer

Arrayer kan skisseres grafisk ved bruk av hjelpefunksjonene over. Figur 2.7 illustrerer en array bestående av 5 elementer. Hvert av elementene har lengden, L , med en innbyrdes senteravstand, d , slik at lengden på hele arrayen er lik $R = 4d + 2\frac{L}{2} = 4d + L$.

Arrayens kildefordeling, $T(x)$, kan da beskrives ved hjelp av folding og multiplikasjon;

$$T(x) = [comb(d) * rect(L)]rect(R) \quad (2.11)$$



Figur 2.7: Illustrerer kildefordelingen, $T(x)$, som beskrevet i ligning 2.11

$T(x)$ er entydig relatert til et tilhørende lydfelt beskrevet ved, $f(u)$. Fremgangsmåten for denne konverteringen blir ikke redegjort her. Metoden er forøvrig basert på Sommerfeld-Rayleigh intergralet[4]. Direktiviteten, $f(u)$, er i dette tilfellet gitt som

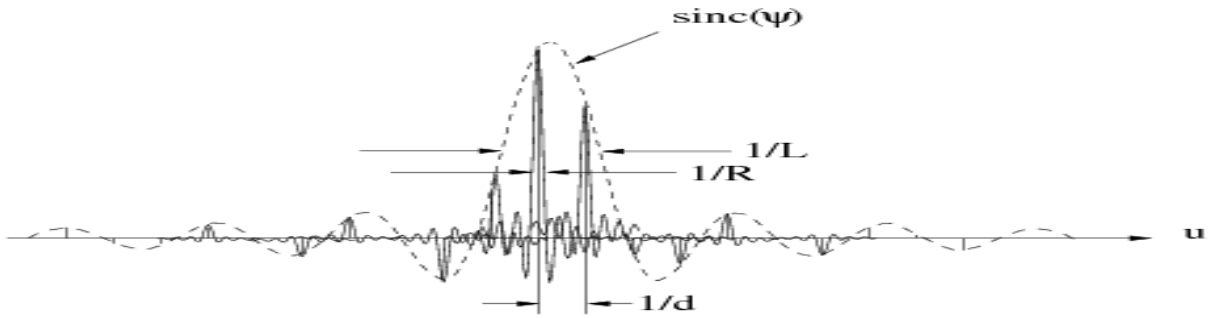
$$f(u) = [L sinc(\psi) \frac{1}{d} comb(1/d)] * R sinc(\pi u R) \quad , \psi = \pi u L. \quad (2.12)$$

$f(u)$ vises i figur 2.8.

Her $u = \sin(\theta) \cdot \lambda^{-1}$ den laterale variabelen. $\lambda = c/f$ er bølgelengden med c som lydhastighet, og f som frekvens. Videre er θ vinkelen mellom bølgetallsvektorens x-komponent¹, \vec{k}_x , og z-aksen (stråleretningen).

u blir ofte betraktet som en romlig frekvens, men er i realiteten bare en fordelaktig størrelse å bruke i forhold til plotting av direktivitet. Dette blir nærmere forklart i kap.6.

¹I to-dimensjonell arrayanalyse innføres også $v = \frac{\sin(\theta)}{\lambda}$. Her vil θ være relatert til \vec{k}_y



Figur 2.8: Den heltrukne linjen viser direktiviteten, $f(u)$, fra lign (2.12); En plukket sinc-funksjon foldet med en annen sinc-funksjon. Strålebredden økes ved å redusere R . $1/d$ er avstanden mellom gitterlobene.

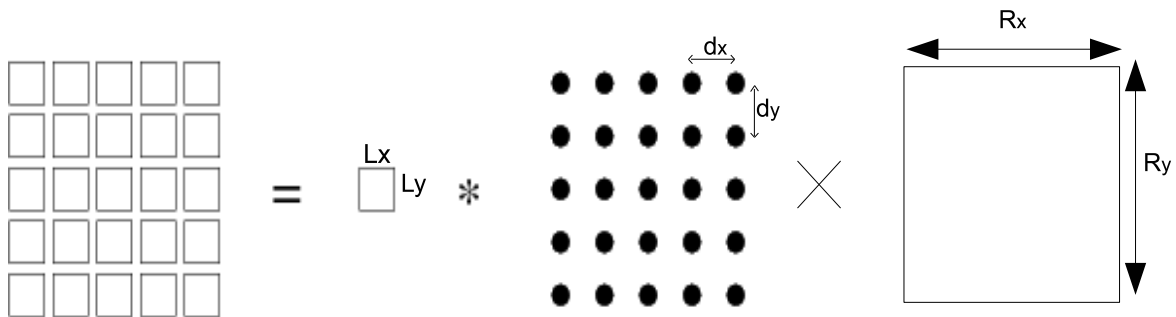
Definisjonen av den romlige frekvensen innebærer at det bare er et avgrenset område i u -rommet som svarer til reelle vinkler. Når $\theta = \pi/2$, er $u = 1/\lambda$. Det betyr at intervallet, $-1/\lambda \leq u \leq 1/\lambda$, dekker et område på 180° . Dette er arrayens synsfelt. Figur 2.8 viser at gitterlobene dukker opp ved avstanden, $1/d$, fra den største loben (hovedloben). For å være sikker på å unngå disse gitterlobene bør er på forhånd ha tilfredsstilt kravet, $\frac{1}{\lambda} \leq \frac{1}{2d}$, dvs $d \leq \lambda/2$. Dette kravet henger sammen med Nyquists teorem fra bl.a. signalbehandling. Imidlertid kan gitterlobene likevel dukke ved tilstrekkelig fasestyring av arrayen. Mer om dette i kap. 2.2.4.

2.2.3 To-dimensjonelle arrayer

I denne oppgaven arbeides det med en to-dimensjonell array bestående av 25 elementer i en kvadratisk 5×5 -matriseform. Metodene beskrevet ovenfor kan også benyttes i beskrivelsen av to-dimensjonelle arrayer. Kildefordelingen til den aktuelle arrayen blir nå

$$T(x, y) = [\text{comb}(d_x, d_y) * \text{rect}(L_x, L_y)] \text{rect}(R_x, R_y) \quad (2.13)$$

og er illustrert i figur 2.9.

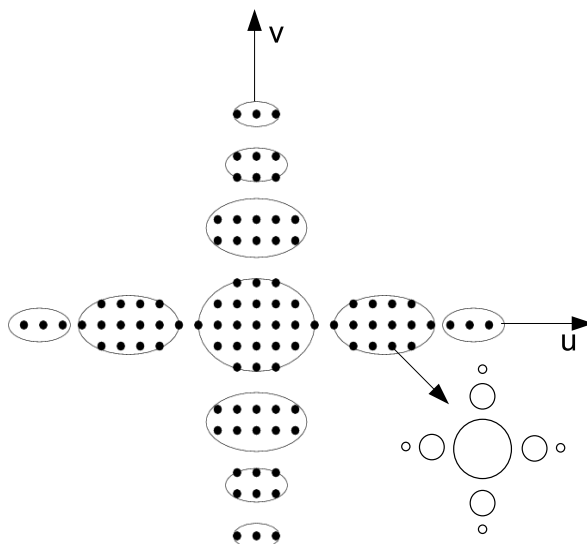


Figur 2.9: Illustrerer kildefordelingen $T(x,y)$ som beskrevet i ligning 2.13

Feltet til $T(x,y)$ kan beregnes på tilsvarende måte som i seksjon 2.2.2, og direktiviteten her er gitt som

$$f(u, v) = \left[L_x L_y \text{sinc}(\pi u L_x, \pi v L_y) \frac{1}{d_x} \frac{1}{d_y} \text{comb} \left(\frac{1}{d_x}, \frac{1}{d_y} \right) \right] * R_x R_y \text{sinc}(\pi u R_x, \pi v R_y) \quad (2.14)$$

Et slikt lydfelt illustreres i figur 2.10.



Figur 2.10: Direktiviteten, $f(u, v)$, som beskrevet i lign. (2.14). Som resultat av foldingen vil hver plukking ha formen av en to-dimensjonell sinc-funksjon. Figuren er noe misvisende. Egentlig skulle plukkegrupperingene hatt sirkelsymmetri istedet for ellipse-form. Figuren sier dessuten ingenting om amplitudeforholdet i feltet. Magnituden er forbundet med eksiteringskraften, elementstørrelsen og strålingsmediet, men den relative skaleringen på disse plukkeamplitudene bestemmes av faktoren, $L_x L_y \text{sinc}(\pi u L_x, \pi v L_y)$.

2.2.4 Litt om fasestyring

I direktiviteetsfunksjonen, $f(u)$, gitt i lign. (2.12), er enkeltelementenes funksjonalitet beskrevet i stor grad ved faktoren, $L \cdot \text{sinc}(\psi)$. Fasestyring av en array kan forklares kvalitativt ved at denne faktoren forflyttes langs u-aksen (se figur 2.8), slik at $\text{sinc}(\psi) \rightarrow \text{sinc}(\psi + u_0)$. u_0 beskriver arrayens faseendring, en endring som medfører at synsfeltet forskyves i tilsvarende grad.

Plukkingene forblir derimot fastlåst på u-aksen, og er fremdeles gitt ved produktet i hakeparentesen i lign. (2.12). Dersom en array fasestyres, vil multiplikasjonen i hakeparentesen nå gi et annet produkt. Dette medfører f.eks. at amplituden til den midterste plukkingen, altså feltets hovedlobe, reduseres p.g.a. sin nye relative beliggenhet.

Med andre ord er det bare hensiktsmessig å fasestyre en array innenfor u-domenet som representerer hovedloben til $\text{sinc}(\psi)$. Denne rekkevidden kan imidlertid økes ved å justere elementstørrelsen. Imidlertid vil en fasestyring innebære risikoen for å få gitterlober innenfor synsfeltet. Dette avhenger som sagt av forholdet mellom bølgelengden, λ , og elementdimensjonen, d .

Arraykonstruksjonen og dens påtrykte signalfordeling vil i stor grad ha innvirkning på det utstrålte feltet. F.eks kan en med visse konfigurasjoner tilpasse

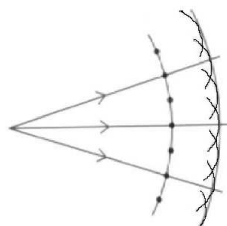
- størrelse og form på hovedloben.
- sidelobenivået.
- synsfeltets bredde.
- fasestyringen.

For en mer detaljert beskrivelse, se [4]

2.3 Fokusering

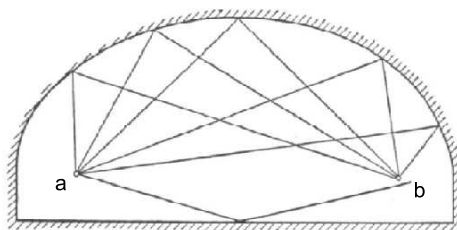
En fokusering realiseres når en mengde stråleenergi konvergerer mot et gitt punkt i rommet. Fenomenet er for mange forbundet med optikk, og kan intuitivt forstås gjennom bruken av bl.a. kameraer, kikkerter og briller. Akustisk fokusering er i stor grad analogt med optikken, og anvendes bl.a. innen mikrofonteknologi, bygningsakustikk og akustisk avbildning. Fenomenet er sentralt i forhold til denne oppgaven, så en kort beskrivelse er derfor på sin plass.

Fysikken bak akustisk fokusering er underlagt Huygens prinsipp, som kan formuleres på følgende måte: "En bølgefront kan dekomponeres slik at ethvert punkt på fronten kan betraktes som en kilde til en ny sfærisk småbølge". Dette illustreres i figur 2.11, etter [5]. I tillegg vises det snart at Snells lov og Fresnel-approksimasjonen[4] er relevant for beskrivelsen av fokusering.



Figur 2.11: *Huygens prinsipp*

Et innledende eksempel på fokusering vises i figur 2.12. Figuren illustrerer et rom hvor taket har en elliptisk utforming, og der punktene 'a' og 'b' er brennpunkter. En mikrofon i 'a' vil derfor gi størst respons dersom en lydkilde plasseres i 'b', fordi lyden fokuseres i brennpunktene. Denne teknikken er bl.a. tatt i bruk i medisinske apparater der nyre- og gallesteiner knuses vha. ultralyd. Ideen er nokså analog med krummede, optiske speil i fornøylesparker. Disse gir en reell gjengivning bare ved bestemte vinkler, mens resten av speilbildet forvreges.



Figur 2.12: *Akustisk fokusering anvendt i et ellipsodiale kammer. Bildet hentet fra [2]*

Innen akustisk avbildning er fokuseringsprinsippet av en litt annen art: En lydkilde sender ut en bølgefront hvor komponentene(småbølgene) er fasedreid i forhold til hverandre. Denne fasedreiningen gjør at lydstrålen konvergerer mot et ønsket punkt i strålingsmediet. Dette gjøres dersom en vil avbilde et bestemt område av et større rom ved å la den genererte strålen vektlegge sin intensitet i dette områdets beliggenhet. På denne måten oppnår en større refleksjon fra det utvalgte området enn fra andre deler av rommet.

2.3.1 Fokusering vha. linser

På samme måte som en linse kan fokusere lys, kan den også fokusere lyd. Analogien mellom optikk og akustikk er imidlertid ikke helt treffende; Når en lydbølge går fra et medie til et annet, er inn- og utfallsvinkel og lyd hastighetene relatert ved $C_2 \sin \theta_1 = C_1 \sin \theta_2$. Dette er en invers formulering i forhold til Snells lov på vanlig form! Som konsekvens av dette vil en konveks linse av et medium med større lyd hastighet enn omgivelsene gi fokusering, som vist i figur 2.13.

Ettersom linsen har vertikal tykkelsesvariasjon, vil de utkomne bølgekomponentene være fasedreid i forhold til hverandre. Til eksempel vil en plan bølge som treffer en sirkelkrummet linse under normalt innfall beskrives ved

$$\Phi(\sigma) = \phi_0 e^{-i \frac{k\sigma^2}{2\kappa}} \quad (2.15)$$

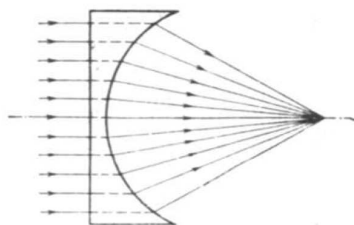
etter passeringen. Her er σ en funksjon relatert til linsens tykkelse i forhold til vertikal orientering. Dvs. at en befinner seg i sentrum av linsen når $\sigma = 0$, og en ser da at faseargumentet forsvinner. Videre er fokuspunktet gitt som $\kappa = \frac{-R_0}{\frac{c_1}{c_2} - 1}$, der R_0 er linsens krumningsradius.

Innen diffraksjonsteori kan et lydfelt beskrives v.h.a. Fresnel-approksimasjonen på følgende form [4]:

$$\Phi_z(\vec{\sigma}_2) = \frac{e^{ik(z+\sigma_2^2/2z)}}{i\lambda z} \int_{\Sigma} T_0(\vec{\sigma}_2) e^{ik(\sigma^2/2z - \sigma^2/2\kappa)} e^{-ik\vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}_2/z} d\sigma \quad (2.16)$$

der σ_2 er et gitt plan i rommet. T_0 er aperturefunksjonen. En ser at fasekorreksjonen i lign. (2.15) er å finne i Fresnel-approksimasjonens første eksponensialfaktor i integralet.

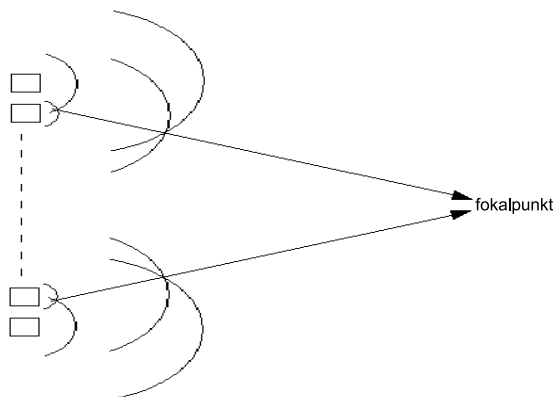
Merk at $\kappa > 0 \Rightarrow c_2 > c_1$. Dersom c_2 i dette tilfellet er lydshastigheten i linsen, vil bølgen konvergere mot fokuspunktet. Dette kan sees av lign. (2.16). Parentesen i den første eksponensialen i integralet vil bli lik null når $z = \kappa$. I dette punktet er altså alle bølgekomponentene i fase, og en har med andre ord fokusert avbildningen i et plan i avstand $z = \kappa$ fra linsen.



Figur 2.13: Fokusering der linsen har større lydshastighet enn omgivelsene. Bildet er hente fra [16]

2.3.2 Fokusering vha. en array

Fokusering kan også oppnås vha. en kildearray i stedet for en linse. Dette er mulig dersom hvert enkelt element i arrayen fastyres på en bestemt måte slik at strålen konvergerer (se figur 2.14). Fordelene dette gir i forhold til linser er først og fremst større fleksibilitet i form av stråleretning. En linse har en bestemt form og derfor bare ett bestemt fokuspunkt. Derimot kan en stillestående, to-dimensjonell array i prinsippet styres fritt og fokusere inn mot et hvilket som helst punkt i rommet. Arrayer har likevel noen ulemper. Først og fremst fordi de må bestå av et tilfredsstillende antall elementer for at fokuseringen skal bli så skarp som ønskelig. Dette krever sammensatte styringsmekanismer og tilstrekkelig datakraft.



Figur 2.14: Fokusering vha. array i et homogent strålingsmedium. Fasen til de påtrykte signalene øker inn mot senterelementet i arrayen. I fokuspunktet vil alle bølgene ha samme fase og dermed gi størst konstruktiv interferens.

2.4 Akustisk tidsreversering

Tidsreversering er en metode brukt til å fokusere lydbølger. Denne metoden er adaptiv og medfører at fokuseringen automatiseres på grunnlag av medieegenskapene.

Å fokusere inn på en gitt reflektor krever generelt at følgende kriterier er oppfylt:

- Reflektorens beliggenhet må være kjent.
- Faseformasjonen som kreves for å styre strålen inn mot reflektoren må være kjent.

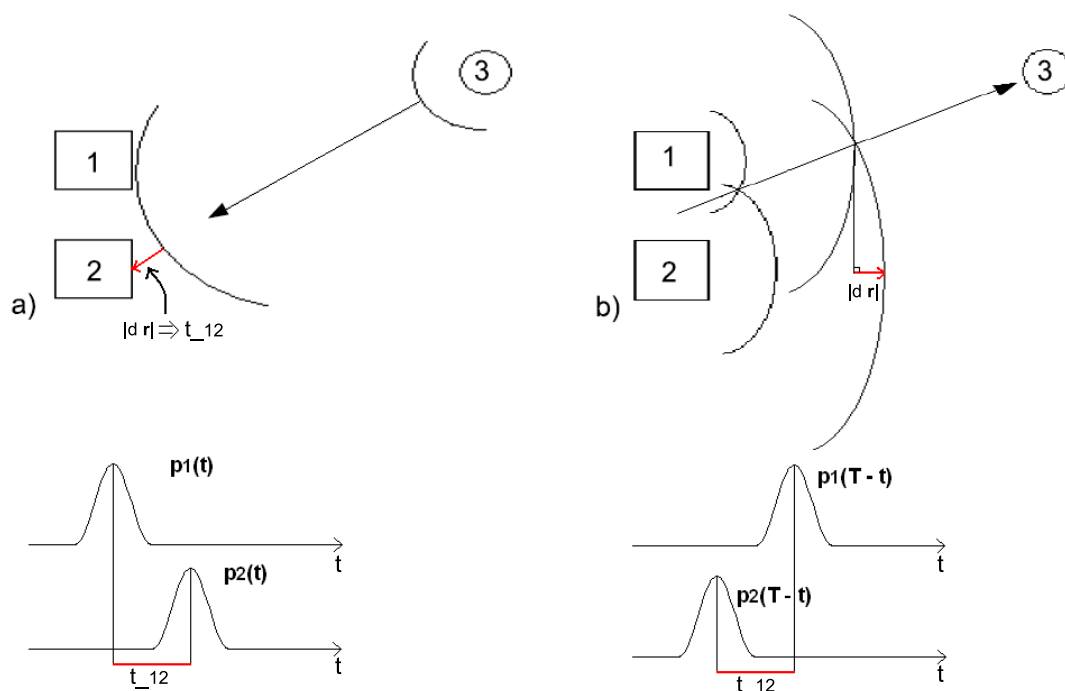
Det er selvsagt mulig å lete etter avbildningsobjektet ved å styre en fokuserende transduser manuelt. Dette gjøres bl.a. når en vil avbilde et foster vha. ultralyd. I andre situasjoner er en avhengig av at denne deteksjonen automatiseres, f.eks når det er ønskelig å måle reflektorens bevegelse. Da kan det være fordelaktig å benytte seg av akustisk tidsreversering.

I en tidsreverserende prosess blir de piezoelektriske egenskapene utnyttet ved det faktum at et element av et slikt materiale kan operere både som kilde og som mottaker. Prosessen består i styring av en array bygd opp av piezoelektriske elementer, og kan beskrives kort vha. tre steg [15]:

1. Et signal sendes ut fra *ett* av arrayelementene.
2. Dette signalet reflekteres fra et objekt, og ekkot registreres av *hele* arrayen.
3. Disse mottatte ekkosignalene tidsreverseres og sendes ut igjen. De utsendte signalene vil da fokusere på objektet.

2.4.1 Faseformasjonen

En måte å forstå tidsreversering på er å analysere den utsendte faseformasjonen. Hvordan kan arrayen fokusere inn på den aktuelle reflektoren "helt av seg selv"? Figur 2.15 illustrerer dette med et ideelt og forenklet eksempel.



Figur 2.15: *Faseforskyvde inn- og utgangssignaler i en array. a): En bølge reflekteres av et sirkulært objekt(3) i et homogent, tapsløst medium. Denne bølgen tas opp av arrayelementene. Mottakerresponsene er målt over en periode, T , og er forenklet ved at de illustrerer relativt korte impulser og ikke varige svigninger. b): De innkomne signalene blir tidsreversert og deretter sendt ut igjen. Faseforskjellen mellom de utsendte bølgene gir et interferensmønster som medfører at arrayen fokuserer inn på objektet(3)*

Det er her verdt å merke seg at avstanden fra det sirkulære objektet (3) til et gitt piezoelektrisk element varierer med arrayens vertikale orientering. Dette gjør at elementene mottar signalet til forskjellige tider. Dersom disse mottatte signalene tidsreverseres vil arrayen sende ut bølger i en faseformasjon som er nødvendig for å fokusere inn på objektet (3).

Jo flere elementer arrayen består av, jo større konstruktiv interferens vil en få i fokuspunktet. Dette betyr at det relative bakgrunnsnivået reduseres, det er derfor viktig å ha en array med tilstrekkelig antall elementer for å få best mulig refleksjon.

2.4.2 Inhomogene strålingsmedier

Inhomogeniteter i strålingsmediet vil komplisere forplantningen av en målenyttig lydbølge, som oftest i form av uønsket spredning. Problemet baseres på at bølgekomponentene faseforskyves grunnet forskjellige impedanser i mediet. Dessuten vil refleksjoner i grensesjiktet mellom mediene bidra til spredningen. I en standard puls-ekko-avbildning vil dette svekke bildekvaliteten i forhold til dersom strålingsmediet hadde vært homogent. Hvordan vil denne spredningen innvirke på de tidsreverserende metodene beskrevet over?

I en tidsreverserende prosess vil altså et arrayelement lokalisert i posisjonen r_i detektere lydtrykket $p(r_i, t)$. Dette trykket måles over en periode, T , før det lagres og digitaliseres. Signalet blir så tidreversert og sendt ut igjen i motsatt kronologi, altså som $p(r_i, T - t)$.

Dersom en trykkbølge beveger seg i et tapsløst, inhomogent medium kan den beskrives vha. bølge ligningen av formen

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (2.17)$$

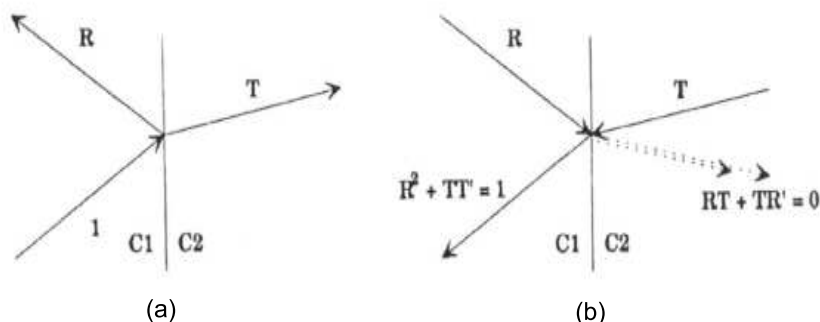
Som en konsekvens av inhomogeniteter, er strålingsmediet beskrevet med en kompressibilitet, $\kappa(\vec{r})$, og en tetthet, $\rho(\vec{r})$, som begge er posisjonsavhengige. Lydhastigheten i mediet vil da variere som

$$c(r) = \left[\sqrt{\kappa(\vec{r})\rho(\vec{r})} \right]^{-1}. \quad (2.18)$$

Det faktum at denne bølge ligningen har et andre-ordens tidsderiverende ledd, gir den en signifikant egenskap. Det betyr at både $p(\vec{r}, t)$ og $p(\vec{r}, -t)$ er løsninger av (2.17), noe som er nødvendig for å realisere tidreverseringen. Merk at denne analysen er forenklet ved at en ikke tar hensyn til frekvensavhengig absorpsjon som kan resultere i en odde-ordens tidsderivasjon. Denne frekvensavhengigheten vil imidlertid bare ha merkbar innvirkning dersom det opereres ved flere MHz.

Andvendbarheten til lign. 2.17 åpner for videre analyse. Det blir nå sett på hvorvidt tidreverseringen er gjennomførbar i grensen mellom to medier.

La $p(\vec{r}, t)$ være en plan bølge med amplituden, 1, som beveger seg inn mot en grense mellom to medier med lydhastighetene $C1$ og $C2$. Denne bølgen vil resultere i en reflektert og en transmittert bølge som vist i figur 2.16(a). Amplitudene til disse er relatert ved $T = R + 1$. Figur 2.16(b) viser at denne prosessen kan tidsreverseres ved at en nå tenker seg to bølger med amplitudene R og T som "kolliderer" i grensesjiktet. Hver av disse to bølgene vil resultere i to nye bølger, altså fire til sammen.



Figur 2.16: (a) Refleksjon og transmisjon av en plan bølge i grensen mellom to medier. (b) Tidsreversering av tilfellet i (a). Figur hentet fra [15]

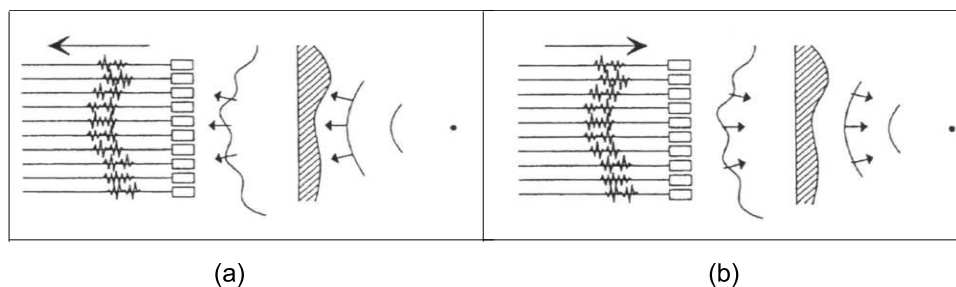
Ved å definere R' og T' til å være lik refleksjonen og transmisjonen av en bølge som kommer fra medium nr.2, får en p.g.a. superposisjonsprinsippet to resultatbølger. I medie nr.1 vil den ene ha amplituden $R^2 + TT'$, mens i medie nr.2 vil den andre ha amplituden $RT + TR'$. Relasjonene $R' \equiv -R$, og $T' \equiv -T$ medfører at

$$R^2 + TT' = R^2 + (1 - R)(1 + R) = 1 \quad (2.19)$$

$$RT + TR' = RT - TR = 0 \quad (2.20)$$

Figur 2.16 er en konsekvens av at alle slike propagerende eksperimenter gir en unik løsning av en skalar bølgeverdi, $\phi(\vec{r}, t)$, i strålingsmediet. Denne løsningen er i sin helhet bestemt av den akustiske kilden og de aktuelle grensebetingelsene.

Som nevnt tidligere gir inhomogeniteter i strålingsmediet opphav til spredning/divergering av signalet. Til tross for dette er det mulig å dra fordel av inhomogeniteter ved tidsreverserende applikasjoner[15] [13]: I utgangspunktet vil spredninger forårsake at deler av refleksjonen ikke vil treffe arrayen, og informasjon går tapt. Dette gjør både reverseringen og fokuseringen mindre konsis. Problemet kan løses ved å forsikre seg om at arrayen har en tilfredsstillende fysisk størrelse. Fordelen med denne spredningen sees når signalene sendes ut igjen etter reverseringen. Da vil strålingsmediet fungere som en fokuserende linse som i tillegg til arrayen vil bidra med å konvergere strålen inn mot reflektoren. Dette kan sees av figur 2.17, som illustrerer tidsreversering i et inhomogent medium på en oppsummerende måte. Mao. vil inhomogenitetene gi arrayen en aperture som overgår arrayens fysiske størrelse. Men dette forutsetter altså at inhomogenitetene er begrenset slik at arrayen i utgangspunktet mottar tilfredsstillende informasjon fra reflektoren.



Figur 2.17: (a) En punktkilde avgir et signal som spres når det passerer et inhomogent medium. (b) Etter tidsreverseringen vil denne inhomogeniteten bidra til fokuseringen. Hentet fra [15].

Som en konsekvens av dette er det forventet at tidsreversering i inhomogene strålingsmedier kan gi en skarpere hovedlobe enn dersom mediet er homogent! Tidligere eksperimenter utført av Mathias Fink og Clair Prada [13] bekrefter nettopp dette.

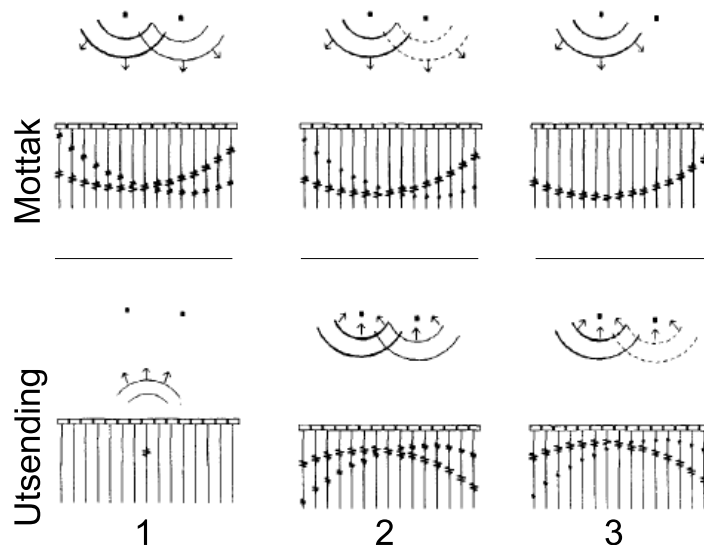
2.4.3 Andvendelse

Det er til nå blitt redegjort hvordan en tidsreverserende metode medfører automatisert fokusering, både i homogene og inhomogene medier. Prinsippene er i stor grad gitt i figur 2.15, men denne figuren beskriver prosessen innenfor veldig forenklete og konkretiserte rammebetingelser. Det blir nå gitt utvidede eksempler på andvendelsespotensialet vedrørende tidsreverseringen:

Flere reflektorer i mediet: Dersom arrayen mottar ekko fra flere objekter, vil de tidsreverserte utgangssignalene fordele seg til å fokusere på alle objektene samtidig. Hvis prosessen gjentas slik at ekkoet fra denne multiple fokuseringen tidsreverseres, vil arrayen vekte fokuseringen mot det mest reflektive objektet. Dette medfører at arrayen, etter flere slike iterasjoner, utelukkende fokuserer på denne dominante reflektoren [8] [15]. Figur 2.18 illustrerer dette v.h.a. et eksempel med to reflektorer i strålingsmediet.

Denne iterasjonsprosedyren er også velegnet dersom mediet bare inneholder én reflektor. I en reell målesituasjon vil det tas opp svake refleksjoner fra vannoverflater, vegger, ledninger o.l. Disse uønskede

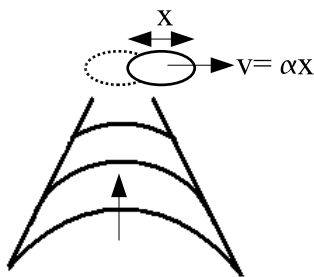
refleksjonene vil svekkes ytterligere for hver iterasjon, og arrayen vil vektlegge fokuseringen mot reflektoren av interesse.



Figur 2.18: *Automatisk deteksjon av en dominant refleksor, etter [8]* : Bildet viser tre etterfølgende iterasjoner hvor strålingsmediet inneholder to reflektorer. Den ene av disse er dominant grunnet utstrekning eller impedanskarakteristikk. Arrayen vil til slutt bare fokusere på den dominante reflektoren.

Reflektorer som er i bevegelse: Til nå er det bare gitt eksempler som omhandler stasjonære reflektorer. Det forventes imidlertid at tidsreversering også kan brukes til å overvåke en refleksor som forflytter seg. Dette forutsetter at iterasjonsprosessen gjentas fortløpende, med en tilstrekkelig hyppighet avhengig av bevegelseshastigheten til reflektoren. I realiteten vil reflektoren ha en utstrekning som medfører at den fokuserte strålen får en tilsvarende bredde i "fokalområdet". Så lenge den tidsreverserende iterasjonsfrekvensen er høy nok, vil ikke reflektoren klare å "unnsnippe" strålen. Dette illustreres i figur 2.19, som viser et forenklet eksempel da bevegelsesretningen står normalt på lydaksen.

I prinsippet vil en slik forflytning alltid medføre at deler av strålen bommer på reflektoren. Dette begrenser naturligvis presisjonen på fokuseringen, og bidrar til å svekke kvaliteten på en evt. avbildning. Imidlertid er hensikten med en slik deteksjon å *overvåke*, ikke å avbilde. Selv om de innkomne signalene ikke er velegnet til å bestemme reflektorens eksakte utstrekning, vil de likevel gi en god indikasjon på hvor den befinner seg.



Figur 2.19: *Iterativ overvåkning av en bevegende refleksor:* En stråle er i utgangspunktet fokusert inn på en refleksor med lengden, x . Reflektoren begynner så å bevege seg i lengderetningen med hastigheten $v = \alpha x$, hvor α er en proporsjonalitetsfaktor med enheten, $[s^{-1}]$. Dersom iterasjonsfrekvensen f.eks. er på $f = 2\alpha$, vil strålen treffe halve reflektoren ved første fokusering etter bevegelsesstart. Med $f < \alpha$, vil strålen bomme på reflektoren.

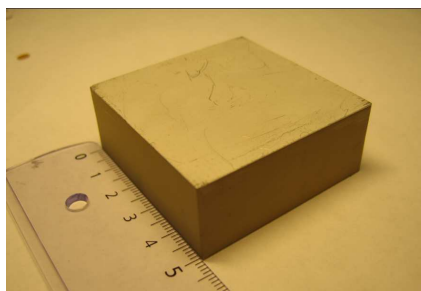
Kapittel 3

Transduserkonstruksjonen

I forkant av de eksperimentelle målingene måtte transduserarrayen bygges. Hensikten med dette kapitlet er å gi et innblikk i denne prosessen. Først blir det gitt en kort beskrivelse av det aktuelle piezoelektriske materialet. Deretter redegjøres fremdriften av konstruksjonen, samt tanker bak visse løsninger og modifikasjoner.

3.1 Det piezoelektriske materialet, Pz27

Arrayen ble formet ut fra et piezoelektrisk element som i utgangspunktet hadde prismeform, med areal, $A = 26.41\text{cm}^2 \pm 0.02\text{cm}^2$ (sidekanter $a' = 5.140\text{cm} \pm 0.005\text{cm}$) og tykkelse, $T = 2\text{cm}$, som vist i figur 3.1. Materialdata er hentet fra Ferroperm [9], og noen av dem oppsummeres i tabell 3.1.



Figur 3.1: Det piezoelektriske elementet, pz27

Tabell 3.1: Materialdata for Pz27

Kjemisk betegnelse/navn	$PbZrTiO_3$	blyzirkonat titanat
Tetthet	ρ	7700 kg/m^3
Kar. impedans	ρc	$33.64 \cdot 10^6\text{ rayl}$
Curie temperatur	T_c	$\approx 350^\circ\text{C}$
Mekanisk tapsfaktor	Q_m	80
koblingsfaktor	k_p	0.59
	k_t	0.47
	k_{31}	0.33
	k_{33}	0.70

Koblingsfaktorene, k , beskriver den elektromekaniske koblingen i materialet, og er spesifisert v.h.a. forskjellige retningsbestemte materialkonstanter [19]:

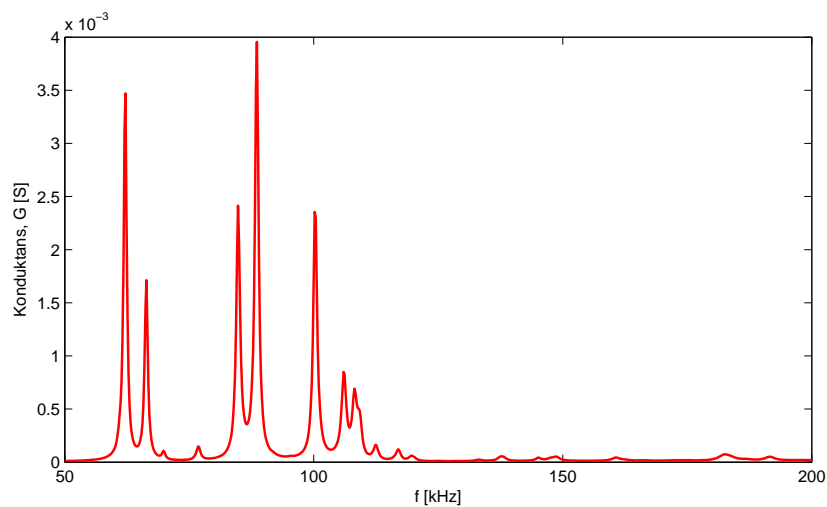
$$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T s_{11}^E}}, \quad k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T s_{33}^E}}, \quad k_t = \frac{e_{33}}{\sqrt{\epsilon_{33}^S c_{33}^D}}, \quad k_p = \frac{\sqrt{2}d_{31}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T (s_{11}^E + s_{12}^E)}}$$

3.1.1 Egenskaper

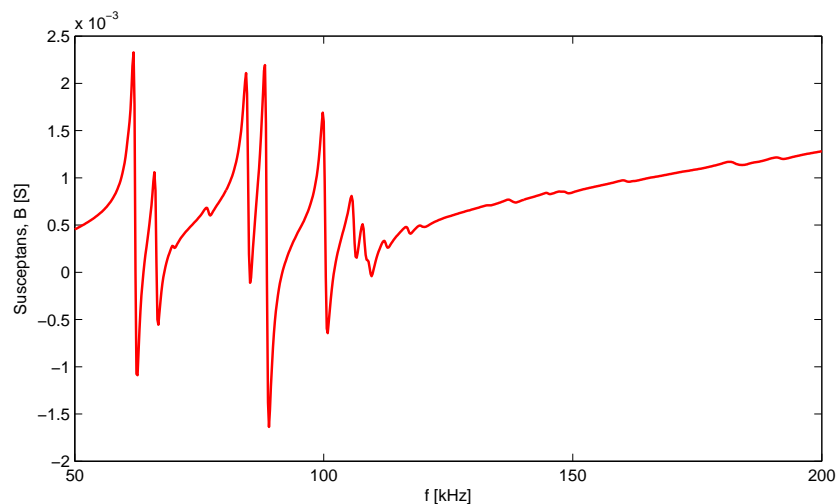
Pz27 er et av de mest anvendbare piezoelektriske materialene på markedet, men er ikke nødvendigvis best egnet i alle sine bruksområder. Materialet har en relativ sprø konsistens, noe som medfører skjørhet i forhold til andre mer robuste modeller som tåler større fysisk påkjenning. Koblingsfaktorene i Pz27 er relativt høye, og svarer til god overføring mellom mekanisk og elektrisk energi. På den annen side er Q_m relativt lav. Dette gir tap i form av dempninger. Altså vil en lav Q-verdi bety at en påført vibrasjonsenergi ikke er godt vedlikeholdt inne i elementet.

3.1.2 Admittans

For ordens skyld, ble admittansen til det aktuelle piezoelektriske materialet målt før arrayen ble formet. Målingene ble gjort i luft med en impedansanalysator, 4192A LF fra HP. I disse målingene ble det brukt et frekvens-step på 200Hz for å få tilstrekkelig god oppløsning. Figur 3.2 viser konduktansen, G, til elementet som funksjon av frekvensen. Susseptansen vist i figur 3.3.



Figur 3.2: Målt konduktans i området 50-200kHz



Figur 3.3: Målt susceptans i området 50-200kHz

3.2 Bygging av transduserkonstruksjonen

Intensjonen bak transduserbyggingen var at konstruksjonen skulle tilfredsstillende følgende kriterier:

- Resonatoren skal fungere som en array slik at fokusering og tidsreversering kan praktiseres.
- Dette medfører at samtlige arrayelementer må kunne tilkobles en ekstern styrings- eller avlesningselektronikk.
- Arrayen må være vanntett ettersom diverse preparasjonmålinger skal gjøres i vann.

Merknad: I fremstillingen som følger bør en være oppmerksom på ordvalg ang. konstruksjonen. Ordet, "arraykonstruksjon", refererer til selve arrayen, samt komponentene som er i direkte kontakt med denne. "Transduserkonstruksjonen", representerer det totale, sammensatte systemet.

3.2.1 Utstyr

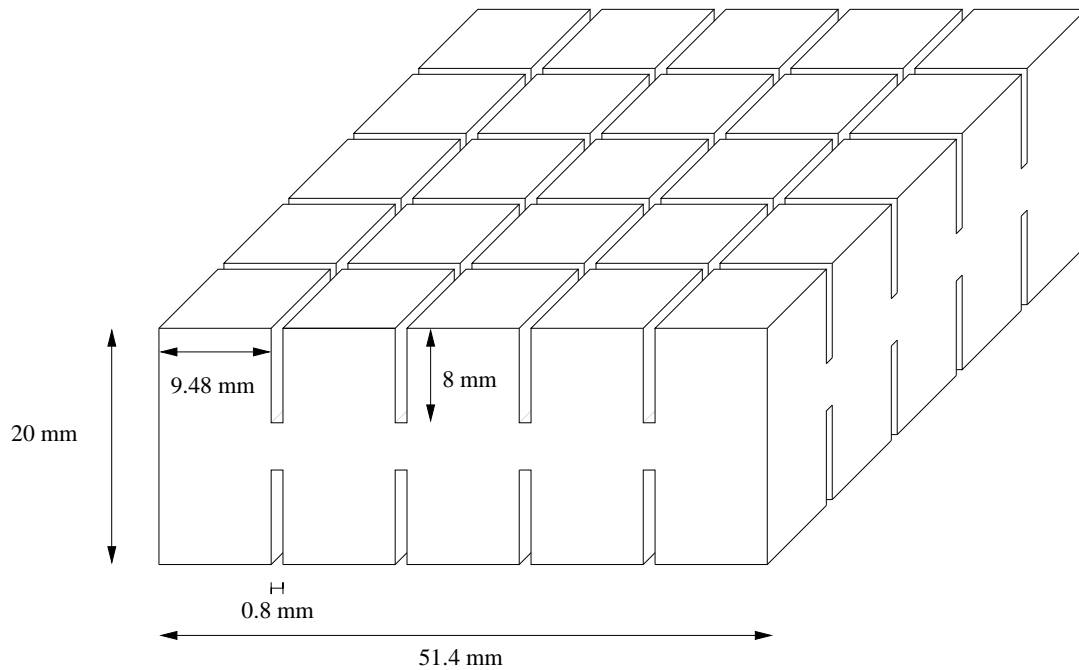
- Piezoelektrisk element, Pz27, $A = 51.4mm \cdot 51.4mm = 2642mm^2$, $T = 20mm$
- Flatkabel av en lengde på ca 50cm
- Plexiglass
- Messingfolie av en tykkelse på 0.025mm
- Tynn aluminiumsplate med dimensjonene: $A \approx 10cm \cdot 20cm = 200cm^2$, $T \approx 2mm$
- 25 BNC-plugger med koaksial-utgang
- Loddebolt, loddetinn og krympestrømper
- Sikaflex (fugemasse), ledende lim (Sølvpen fra Circuitworks), silikon og plastfilm
- Borremaskin for metall

3.2.2 Arrayen

Arrayen ble lagd ved å kutte opp det piezoelektriske elementet i et kvadratisk 5x5 - rutemønster. En skisse av dette kan sees i figur 3.4. Kuttingen ble utført av personalet på det mekaniske verkstedet ved IFT Som beskrevet i kapittel 2.2, er en ideell array bygd opp slik at elementene ikke er i kontakt med hverandre. Dette er ikke tilfellet for denne transduseren da materialet ikke er blitt kuttet tvers gjennom i tykkelsesretningen. Elementene er med andre ord holdt sammen av et midtre plan med en tykkelse på 4 mm. Dette tilsvarer altså 1/5 av elementtykkelsen, noe som virker ganske mye med tanke på at dette kan medføre akustisk og elektrisk koblingen mellom elementene. Under disse omstendighetene kan det være fordelaktig å ha en lav Q-faktor ettersom dette da kan dempe konsekvensene av den mekaniske koblingen. Denne konstruksjons-løsningen baseres på følgende argumenter:

- Ettersom materialet er sprøtt, trenger det midtre planet en viss tykkelse for å tåle belastningen ved vibrasjon.
- Alternativt kunne det midtre planet vært tynnere dersom en hadde kompensert med en fyllmasse mellom elementene. Men hvis dette skulle gjort strukturen mer robust, måtte fyllmassen vært såpass hard at den også hadde styrket koblingen p.g.a. impedansforholdet. Det ble derfor valgt å ikke legge noen masse mellom elementene ettersom differansen mellom de karakteristiske impedansene i luft og Pz27 er tilfredsstillende stor.
- Å unngå noe som helst kobling mellom elementene i en array er i prinsippet svært vanskelig. Også "separate" elementer må som oftest være festet i en felles aperture som vil gi utslagsgivende, uønskede koblingseffekter.

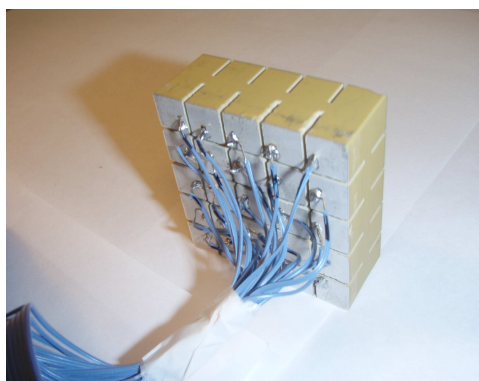
Koblingen mellom elementene i denne arrayen vil bli analysert i kapittel 5 og 6.



Figur 3.4: *Skissering av arrayen. Elementene er holdt sammen av et midtre plan med en tykkelse på 4 mm.*

Neste steg i byggingen var å lodde signalledninger fast i elektrodene på arrayen. Til dette ble det brukt en flatkabel bestående av 50 ledninger. Alle disse ledningene ble splittet opp ved enden av kabelen og delt opp i 2 bunter med 25 ledninger i hver. Den ene bunten ble loddet fast på arrayens bakside, en ledning til hvert element (se figur 3.5). Disse brukes til signaloverføring, mens den andre bunten er jording. Jordingsledningene ble festet senere. Det presiseres at det altså er jordledninger på hver side av alle signalledningene slik elektromagnetiske forstyrrelser tas bort.

Loddingen bydde på praktiske utfordringer: Først og fremst var det viktig å passe på at temperaturen aldri overskred Curie-punktet (ca $350^{\circ}C$) da dette kunne endre polarisasjonen i materialet. Fremdriften i loddingen syntes å indikere at materialet har stor varmekapasitet og stort varmetap til luften rundt. Dette gjorde at det ble vanskelig å smelte tinn på elementene da loddetemperaturen ble valgt til å være ca $320^{\circ}C$. Som resultat av dette, samt at undertegnede har begrenset erfaring innen lodding, ble loddepunktene større og mer "klumpete" enn ønskelig. Målet var i utgangspunktet å begrense bruksmengden av tinn, og i tillegg ha størst mulig avstand mellom loddepunktene. Disse tiltakene minsker risikoen for elektromagnetiske forstyrrelser mellom loddepunktene.



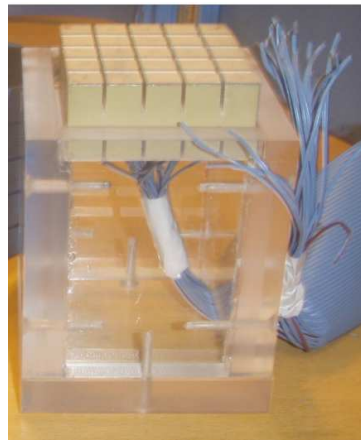
Figur 3.5: *Signalledninger loddet på arrayelementet.*

3.2.3 Fremgangsmåte for å gjøre arraykonstruksjonen vanntett

Ettersom systemet bl.a. skal brukes til undervannsmålinger, måtte arrayen gjøres vanntett, hovedsaklig av to grunner:

- For å unngå kortslutning mellom signalledningene på baksiden av arrayen.
- For å hindre at vann legger seg mellom arrayelementene. Koblingseffektene vil med stor sannsynlighet være mindre dersom det er luft mellom elementene.

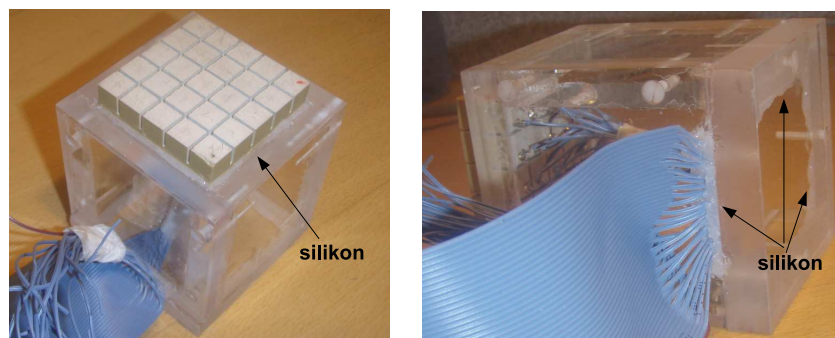
På grunnlag av dette ble det valgt å sette transduseren på et "hus" av plexiglass, som vist i figur 3.6. Det ble også vurdert om dette huset skulle lages av isopor, men forslaget ble forkastet. Valget av plexiglass baseres på det faktum at en visuelt kan bekrefte at systemet faktisk er vanntett. Samtidig vil det lett kunne sees dersom et loddepunkt skulle løsne. Videre gir dette valget en mer robust konstruksjon. Isopor ville riktignok gitt større ønsket dempning enn plexiglass, men denne forskjellen er ikke kritisk for de gjeldende eksperimentene.



Figur 3.6: *Transduserhuset. Plexiglass-løsningen gjør konstruksjonen robust samtidig som det gir en fordelaktig innsikt.*

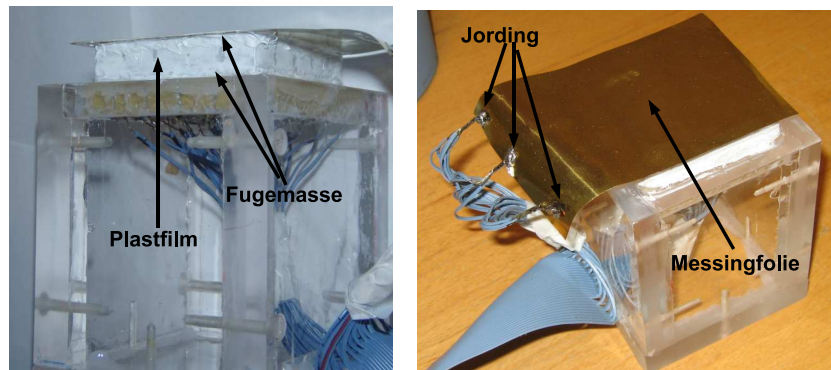
Det finnes naturligvis flere måter å gjøre arrayen vanntett på. F.eks. kunne baksiden vært tilstrekkelig dekket av stearin. I valget av et transduserhus som beskrevet over, er det innlysende at en vil få luft på baksiden av arrayen. Som følge av luftens lave impedans vil nesten all akustisk energi bli eksitert gjennom vannet på fremsiden, og en får dermed større utbytte av den elektroakustiske koblingen i materialet. På den annen side vil små impedanser på baksiden av arrayen medføre uønskede ettersvingninger. Disse kan i prinsippet komplisere analysen av de eksperimentelle resultatene.

Neste steg i konstruksjonen var å fylle igjen alle luftgap med silikon, se figur 3.7. I tillegg til å hindre vannlekasje, medvirket silikonet til at arrayen ble limet godt fast på huset.



Figur 3.7: *Silikonfylling. På dette stadiet er arrayens bakside vanntett.*

Arrayens bakside var nå gjort vanntett. Det gjenstod bare å sørge for at vann ikke kunne slippe inn mellom elementene på fremsiden. Dette problemet ble delvis løst ved å bruke elastisk lim/fugemasse (Sikaflex) til å feste plastfilm langs alle sidene rundt arrayen. Toppen måtte også isoleres samtidig som de resterende 25 jordledningene nå skulle festes her. Å overkomme en slik utfordring krevde en multifunksjonell løsning: En fin, heltrukket messingfolie ble limt på toppen av elementene vha. ledende sølvlim. Ettersom det ikke er nødvendig å identifisere hvert jordingssignal med et bestemt element, ble disse ledningene samlet i bunter og loddet direkte fast i folien. Dette er vist i figur 3.8. Messingfolien hindrer altså vannet å slippe gjennom, og samtidig fungerer den som en elektrisk leder.



Figur 3.8: *Hele arrayen er nå gjort vanntett, og jordledningene er på plass.*

3.2.4 BNC-panelet

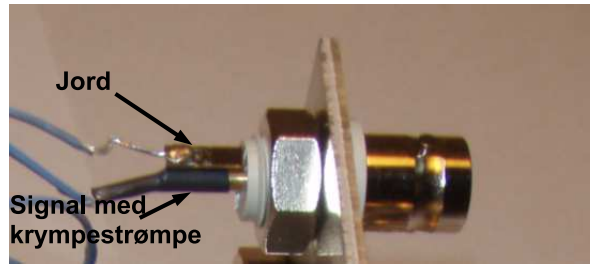
Arraykonstruksjonen var nå ferdig bygget, og det gjenstod å sørge for at den andre enden av flatkabelen kunne kobles opp mot et elektrisk styrings- og avlesingssystem. Til dette ble det brukt 25 BNC-plugger med koaksiale endestykker. Hver plugg skulle identifiseres med et tilhørende arrayelement. Ideen gikk videre ut på at disse pluggene for ordens skyld skulle festes på et kvadratisk panel. Figur 3.9 viser dette panelet i ferdigbygget tilstand, sett ovenfra, og forfra.



Figur 3.9: *Flatkabelen er loddet fast i et panel bestående av 25 BNC-plugger*

En 2 mm tykk aluminiumsplate ble brukt som panel. På denne ble det borret 25 hull med lik innbyrdes avstand. Pluggene ble tredd gjennom disse, og deretter skrudd fast. Videre ble alle 50 ledningene i flatkabelen splittet opp og loddet på pluggene. På dette stadiet var det viktig å ha oversikt over hvilken ledning som tilhørte hvilket arrayelement.

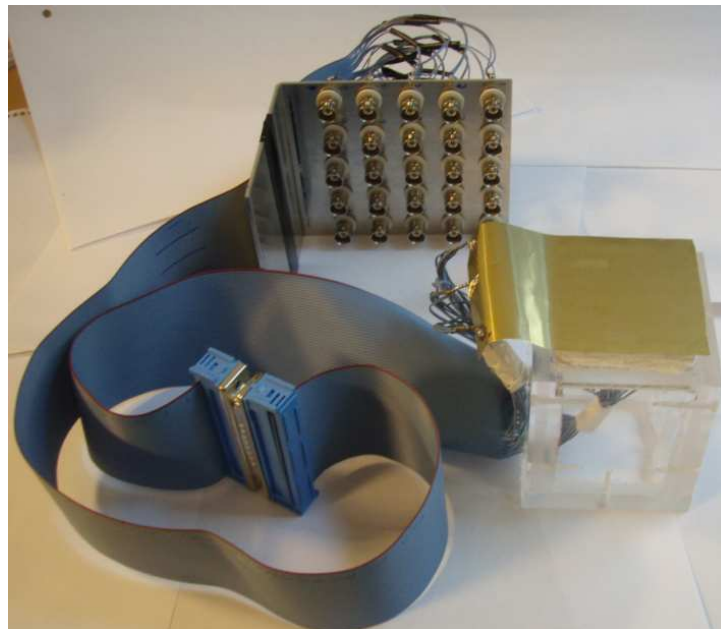
Hver av pluggene har to endestykker på motsatt side av koaksial-enden, en for signal og en for jording. Avstanden mellom disse er liten, så en krympestrømpe ble påført over jordledningene for å forsikre at kortslutning mellom signal og jord ikke fant sted. I tillegg fungerer krympestrømpene som en strekkavlastning. Figur 3.10 viser et nærbilde av den ene kontakten etter at loddingen var utført.



Figur 3.10: Ledninger for jord og signal, loddet på en BNC-plugg

3.2.5 Den ferdigbygde transduserkonstruksjonen

Figur 3.11 viser transduserkonstruksjonen ferdig sammensatt. Under hele byggeprosessen var det viktig å kvalitetssjekke de elektriske kontaktene i systemet, og videre forsikre seg om at disse var tilstrekkelig gode. Dette ble med jevne mellomrom gjort vha. et multimeter. En fikk da bekreftet at motstandsverdien, $[\Omega]$, over begge sider av et loddepunkt lå på et tilfredsstillende lavt nivå.



Figur 3.11: Den ferdigbygde transduser-konstruksjonen

Arrayelementene og BNC-pluggene ble systematisk nummerert slik at hvert element lett kunne assosieres med en tilhørende koaksial-utgang. Dette er nødvendig og tidsparende i forhold til senere målinger. Numereringen refererer til et orienteringsmerke påtegnet ved element nr.1. Påfølgende tallkart vises i figur 3.12, og vil bli brukt senere i oppgaven.

1	2	3	4	5
6	7	8	9	10
11	12	13	14	15
16	17	18	19	20
21	22	23	24	25

Figur 3.12: Numerering av arrayelementene/BNC-pluggene

Kapittel 4

Arrayelementenes frekvensrespons

Det blir her gitt en oversikt over elementenes frekvensresponskarakteristikker. Presentasjonen består av simuleringer gjort i FEMP U3.1, og målinger gjort med en impedansanalysator.

4.1 Motivasjon

Før koblingen ble analysert, var det hensiktsmessig å undersøke konduktansen til hvert av de ”oppdelte” elementene slik at de respektive hovedresonansene kunne kartlegges. Disse resonansene skal brukes i forbindelse med eksiteringer. Det er dessuten rimelig å anta at koblingseffektene i arrayen er relatert til elementenes frekvensrespons.

Figur 3.2 i kapittel 3 viser konduktansen til elementet før det ble skåret opp. Etter oppdelingen er det forventet at andre resonansmoder gjør seg gjeldende ettersom elementene i større grad har stavform. Ideelt sett burde elementene nå bare ha *en* resonansfrekvens, svarende til en symmetrisk, longitudinell mode hvor alle punkter på overflaten svinger i fase. Imidlertid er det grunn til å tro at koblingen mellom elementene vil medføre flere resonanstopper.

Før konduktansen ble målt eksperimentelt, ble det gjort nyttige simuleringer i FEMP U3.1 for å se hvilke resultater en ideelt skulle forvente fra enkle elementer. Ved å gjøre slike simuleringer i forkant av målingene, vil det i ettertid være lettere å forstå hvordan koblingen innvirker på frekvensresponsen.

4.2 Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1

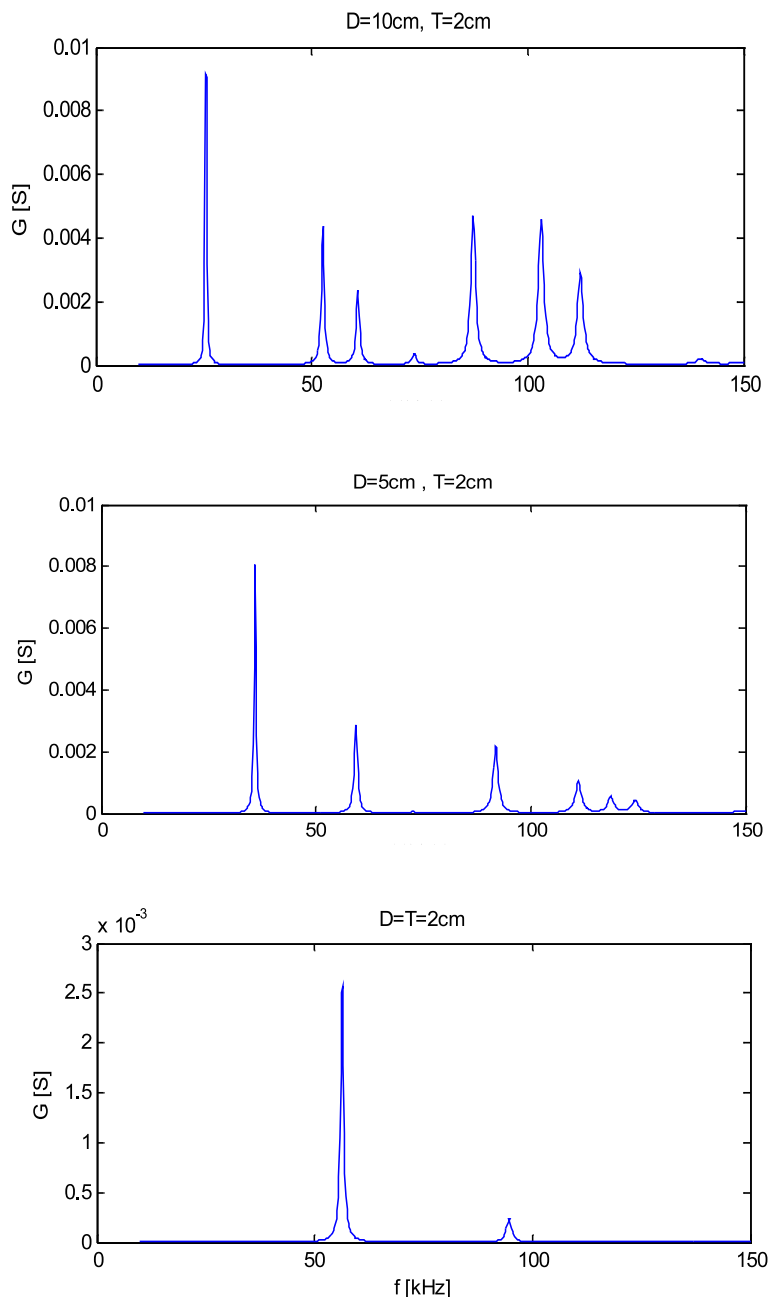
4.2.1 Om FEMP U3.1

FEMP U3.1 er et dataverktøy som simulerer elektriske og akustiske egenskaper til piezoelektriske transdusere. Programmet baseres på endelig-element-metoden, og er beskrevet i [11]. Kort fortalt kan en velge mellom to simuleringsmetoder i FEMP U3.1: *Modalanalyse*-metoden kalkulerer egenmodene til transduseren direkte på grunnlag av dimensjoner og materialeegenskaper. Denne typen utregning krever at summen av de ytre kreftene er lik null, så metoden egner seg bare i vakuumomgivelser. *Direkte harmonisk analyse*-metoden brukes når de ytre kreftene i systemet *ikke* er lik null, f.eks. når strålingsmedier tas med i betraktningene. Responsen til transduseren blir da analysert for alle oppgitte frekvensstep innenfor et ønsket måleområde. Det er videre verdt å nevne at FEMP U3.1 bare kan brukes til å simulere aksesymmetriske transdusere, f.eks skiver og sylindere. Likevel vil resultatene under gi en indikasjon på hva som kan forventes av prismeformede transdusere.

4.2.2 Simuleringer

Disse simuleringene er gjort vha. direkte harmonisk analyse-metoden og omhandler et Pz27-element med tykkelse (T), 2cm, omringet av vann. Dataskriptene som er brukt, er vist i vedlegg A.2. Elementet har ingen koblingslag, og konduktansen er undersøkt for forskjellige diametermål (D), fra 10cm og helt ned til 0.25cm. Dette for å se hva skjer med resonansfrekvensen(e) etterhvert som D/T-forholdet minker. Figurene 4.1 og 4.2 viser simuleringene for $D = 7.5cm, 5cm, 2cm, 1cm$ og $0.25cm$. Da disse figurene

representerer undervannsmålinger av sirkulære elementer, vil de naturligvis avvike i forhold til resultatene fra de eksperimentelle målingene i luft.

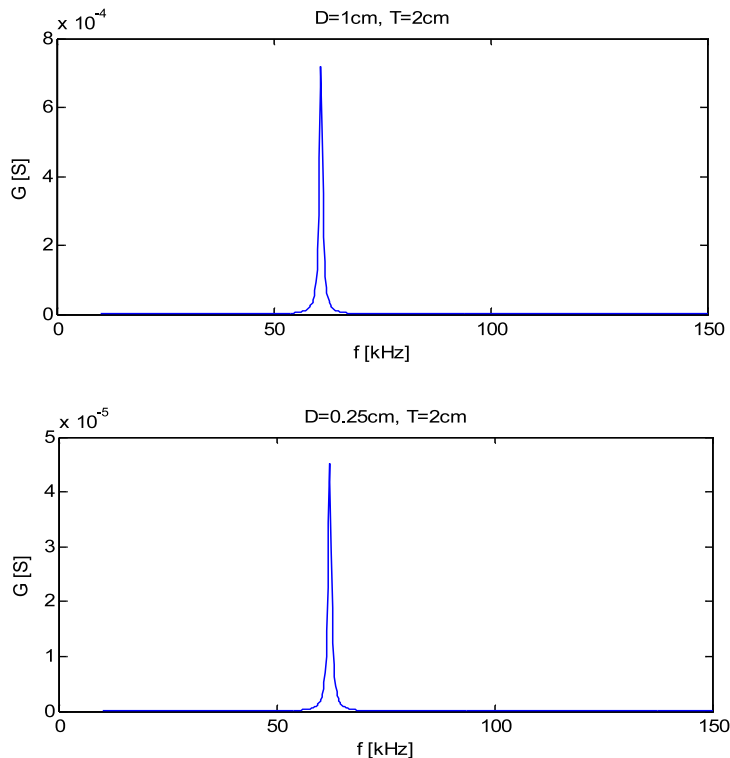


Figur 4.1: *Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1. $D=10\text{cm}$, 5cm og 2cm , $T=2\text{cm}$*

Figur 4.1 viser tre simuleringer, hver av de representativ for en bestemt diameter. Det øverste plottet, hvor $D=10\text{cm}$, viser i alt seks resonanstopper (moder) med en amplitude større enn 2 mS. Etterhvert som diameteren minker, forsvinner stadig flere moder fra plottet. Når $D=T=2\text{cm}$, er det bare to moder igjen. Hvilke egenskaper alle disse modene representerer, er ikke umiddelbart innlysende. Imidlertid sees det i figur B.1 i vedleggskapitlet, hentet fra [10], at frekvensen vedrørende radielle moder stiger raskt når D/T -forholdet nærmer seg 1. Enkle beregninger vil kunne bekrefte at disse radielle modene i stor grad vil befinne seg i frekvensområdet over 200kHz ved $D/T=1$. I figur B.1 vises det også at frekvensen vedrørende en longitudinell mode (tykkelsesmode) stiger, men stabiliseres innenfor langt lavere verdier når $D/T < 1$. Det er derfor grunn til å tro at modene lengst til venstre i alle plottene omhandler

longitudinelle svingninger, mens de andre modene er radielle.

Figur 4.2. viser at frekvensen vedrørende denne longitudinelle moden stiger, men stabiliserer seg på ca 64kHz etterhvert som sylinderelementet blir tynnere. Enkle utregninger vil vise at stabiliseringen avviker noe i forhold til simuleringene gjort i [10] og vist i figur B.1. Imidlertid henviser figur B.1 til simuleringer i luft, og ikke vann som i dette tilfellet. Den stabiliserte moden har fått navnet, LE-mode (length expander mode). I dette tilfellet svinger alle punktene på overflaten i fase.



Figur 4.2: *Konduktanssimuleringer i FEMP U3.1. D=1cm og 0.25cm, T=2cm*

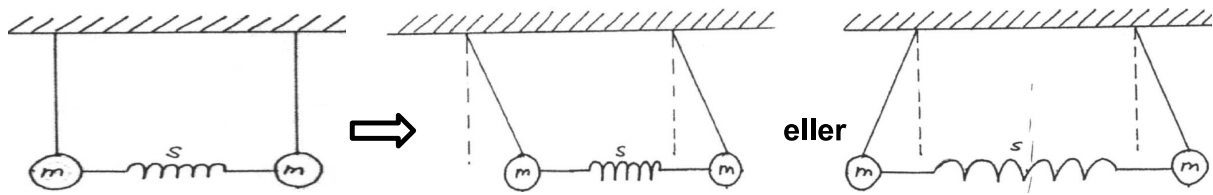
4.3 Konduktansmålinger på arrayelementene

Også gjennom de eksperimentelle konduktansmålingene ble det forventet å finne LE-moden alene uten radielle (transversale) moder ettersom arrayelementenes prismeform tilsvarer $D/T < 1$. Som følge av at undersøkelsene ble gjort i luft, og at elementene har kvadratisk overflate, kunne en dog risikere å se en forskjøvet resonans i forhold til FEMP-simuleringene.

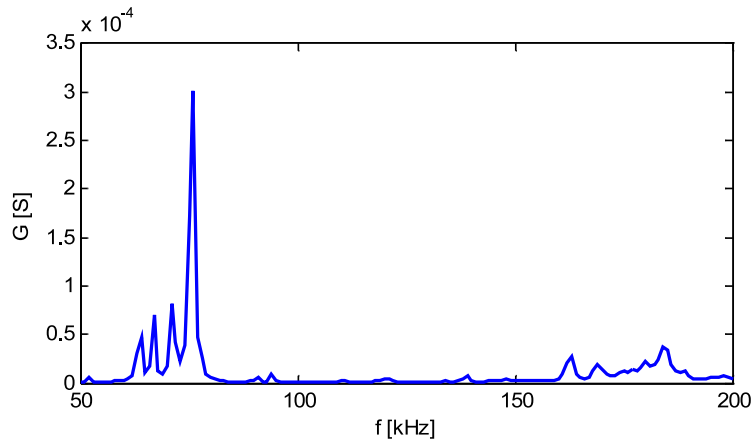
4.3.1 Resultater/drøfting

Det presiseres at disse målingene ble gjort på arrayelementene vha. impedansanalysatoren *før* arrayen ble implementert i den totale transduserkonstruksjonen. Plottingen ble utført i MATLAB, og skriptet for programmeringen er vist i A.1.1 og A.1.2.

Figur 4.4 viser konduktansen til element nr. 13, altså senteret elementet. Det er her plottet i frekvensdomenet, 50-200 kHz, med step på 1 kHz. Oppløsningen er ikke optimal, men god nok til å lokalisere moden(e). Ved ca 60-90 kHz er det vist at hovedresonansen fremkommer i selskap med andre mindre resonansstopper, og ikke som en enslig mode som ideelt forventet. Årsaken til dette kan i stor grad forklares v.h.a. teorien om koblede svingninger [7], som oppsummeres kort i figur 4.3. Her er det illustrert hvordan en fjærkobling mellom to pendelmasser resulterer i et to svingemoder. Den aktuelle arrayen representerer naturligvis et mer komplisert system enn vist i figuren, men prinsippene er like: Hver av pendelmassene gir en ny svingemode som følge av koblingen. På samme måte vil et arrayelement ha større frekvensrespons pga. sine 24 "samboere". Disse nye svingemodene vil ha lavere frekvens enn grunnresonansen.



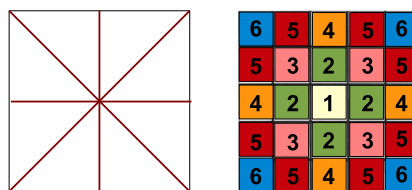
Figur 4.3: Koblede svingninger: To pendler forbundet med en fjær. Hver av pendlene, samt fjæren, har i utgangspunktet hver sin egenfrekvens. Det sammensatte systemet vil derimot ha to svingemoder. En hvor massene svinger i fase uten strekk i fjæren, og en i motfase med strekk i fjæren (figur hentet fra [7]).



Figur 4.4: Konduktans for element nr.13, 50-200kHz.

Det ble videre gjort konduktansmålinger på samtlige 25 elementer. Etersom alle responderte med hovedresonanser mellom 73.6 kHz og 75.8 kHz, ble resultatene plottet i frekvensdomenet, 65-80 kHz, med et step på 200Hz.

Det viste seg at elementer med en gitt avstand fra sentrum av arrayen, har nokså like responser. Som følge av disse likhetene var det hensiktsmessig å kategorisere elementene i forkant av konduktansfremstillingen. Arrayens 25 elementer ble derfor delt inn i 6 grupper som vist i figur 4.5. Hver gruppe er representativ for en gitt avstand fra arrayens sentrum. Videre viser kvadratet til venstre fire speilsymmetriske akser. Elementene i gruppe 5 er de eneste som ikke ligger på noen av disse aksene.



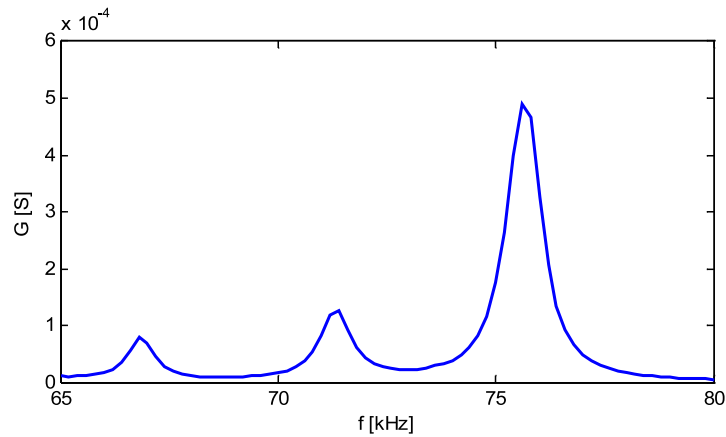
Figur 4.5: Venstre: Symmetriakser. Høyre: Gruppering av arrayelementene

I samsvar med figur 3.12 er gruppene altså inndelt slik:

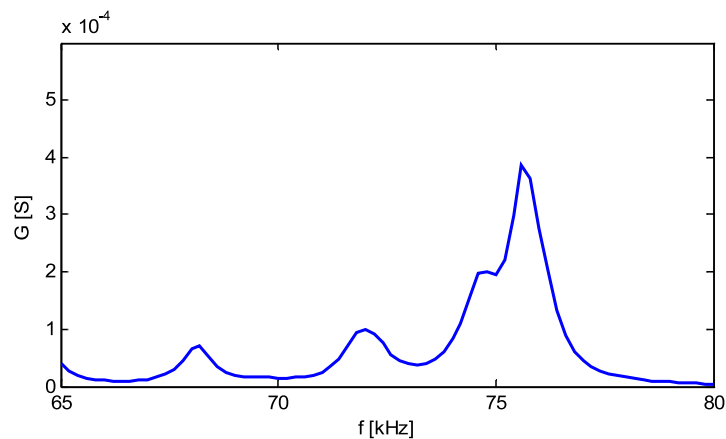
- Gruppe 1: elementnr. 13
- Gruppe 2: elementnr. 8,12,14,18
- Gruppe 3: elementnr. 7,9,17,19
- Gruppe 4: elementnr. 3,11,15,23
- Gruppe 5: elementnr. 2,4,6,10,16,20,22,24
- Gruppe 6: elementnr. 1,5,21,25

Figur 4.6 - 4.11 viser konduktansene til ett element av hver gruppe.

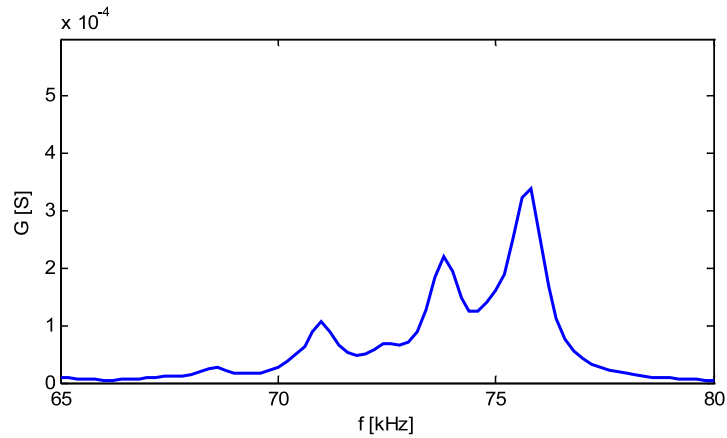
- Amplitudeverdiene er av samme størrelsesorden som simuleringen i figur 4.2 hvor $D = 1$.
- Senterelementet har størst konduktans. Det har også den mest veldefinerte resonanstoppen. Med dette menes det at denne responsen ligner mest på figur 4.2 (hvor $D = 1$) i forhold til de andre elementgruppene. Kanskje kan dette forklares med at elementets sentrale beliggenhet bør gi de mest symmetriske svingemodene? Dessuten er gjennomsnittsavstanden til de andre elementene kortest herfra, noe som bør forsterke de konstruktive interferensene.
- Maksimal konduktansen øker inn mot sentrum av arrayen med unntak av at hjørneelementene (gruppe 6) har større amplitude enn gruppe 4 og 5. En mulig årsak kan være at disse elementene er mindre mekanisk belastet da to av sidekantene grenser til luft.
- Etterhvert som avstanden fra sentrum øker, ser det ut som at frekvensresponsen blir noe bredere. F.eks har elementene fra gruppe 5 en relativt stor respons, men dog den mest udefinerte resonansen.
- Hjørneelementene har lavest resonansfrekvens (varierer i intervallet [73.6 kHz , 73.8 kHz]).



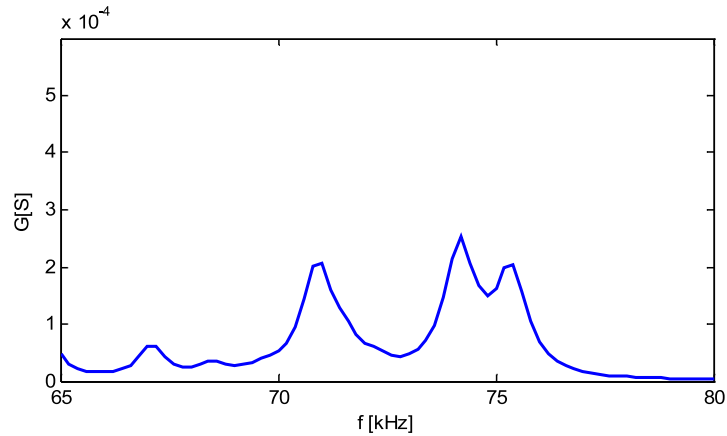
Figur 4.6: Gruppe 1: Konduktans for elementnr.13, 65-80kHz. Maks resonans ved 75.6kHz. Maks amplitude $5.16 \cdot 10^{-4} S$.



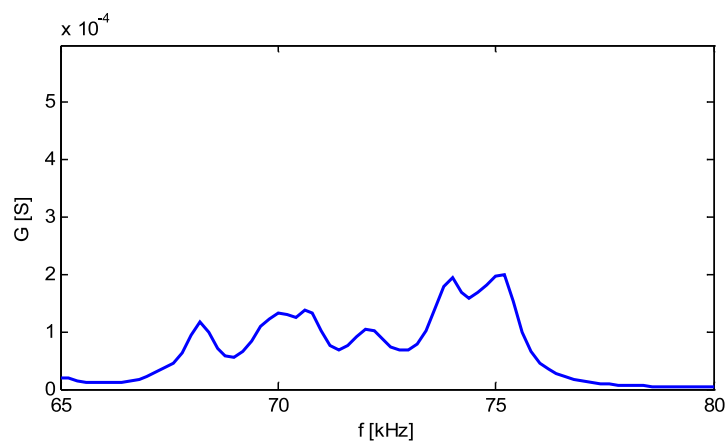
Figur 4.7: Gruppe 2: Konduktans for elementnr.8, 65-80kHz. Maks resonans ved 75.8kHz. Maks amplitude $3.97 \cdot 10^{-4} S$. De andre elementene i gruppe 2 hadde tilsvarende konduktanskarakteristikk.



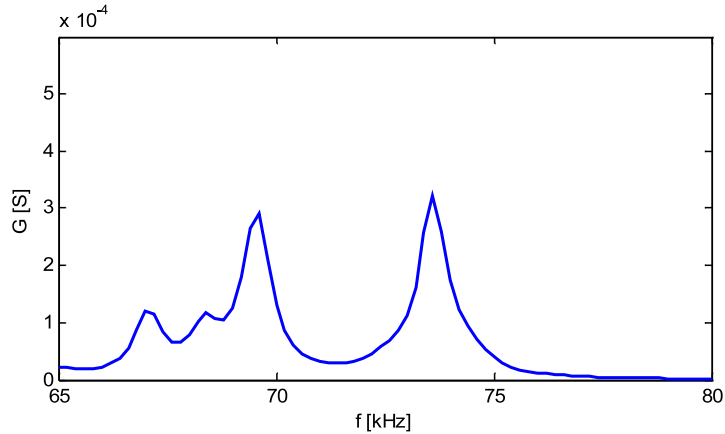
Figur 4.8: Gruppe 3: Konduktans for elementnr.7, 65-80kHz. Maks resonans ved 75.6kHz. Maks amplitude $3.61 \cdot 10^{-4}S$. De andre elementene i gruppe 3 hadde tilsvarende konduktanskarakteristikker.



Figur 4.9: Gruppe 4: Konduktans for elementnr.3, 65-80kHz. Maks resonans ved 74.2kHz. Maks amplitude $2.56 \cdot 10^{-4}S$. De andre elementene i gruppe 4 hadde tilsvarende konduktanskarakteristikker.



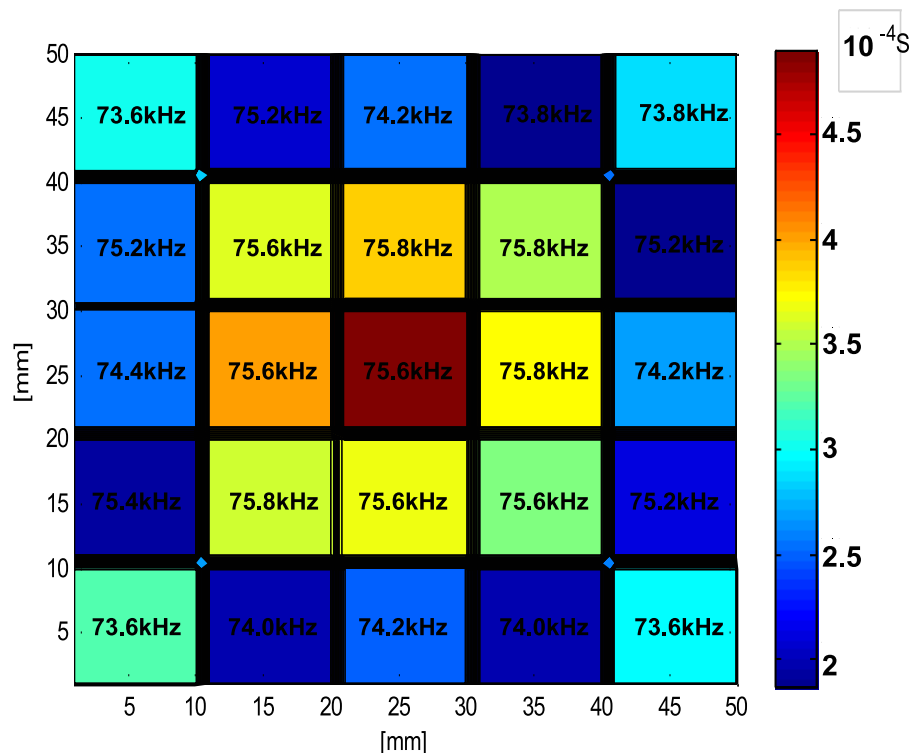
Figur 4.10: Gruppe 5: Konduktans for elementnr.2, 65-80kHz. Maks resonans ved 75.2kHz. Maks amplitude $2.00 \cdot 10^{-4}S$. De andre elementene i gruppe 5 hadde tilsvarende konduktanskarakteristikker.



Figur 4.11: Gruppe 6: Konduktans for elementnr.1, 65-80kHz. Maks resonans ved 73.6kHz. Maks amplitude $3.21 \cdot 10^{-4}S$. De andre elementene i gruppe 6 hadde tilsvarende konduktanskarakteristikk.

Det blir nok en kort diskusjon på hvorvidt disse figurene ville vært mer representative dersom målingene ble gjort ved finere frekvensstep. Målet var å få innsikt i elementenes konduktanskarakteristikk, og deretter sammenligne disse med hverandre. Resultatene oppnådd ved målestep på 200Hz, ansees å gi tilfredsstillende gode indikasjoner vedrørende elementenes frekvensrespons. F.eks. ble elementenes resonansfrekvenser kartlagt, og selv om disse besitter vesentlige usikkerheter, kommer de likevel til nytte i senere direktivitetmålinger. Videre ble det observert at frekvensresponsen er nokså lik for gitte elementgrupper, men at responsene varierer fra gruppe til gruppe.

Figur 4.12 viser oversikten over maks amplitude for hvert element. I tillegg er også de største resonansfrekvensene presentert.



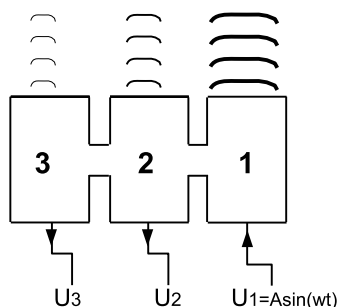
Figur 4.12: Konduktanskart. Viser maks amplitude for hvert element med henvisning til fargespekteret til høyre. Frekvensverdiene av de tilhørende hovedresonansene er også kartlagt.

Kapittel 5

Kobling

Dette kapitlet omhandler målinger ment til å påvise koblingseffekter relatert til eksiteringer. Kort sagt blir det her redegjort hvorvidt ett eksitert element bidrar til at passive naboelementer også begynner å vibrere. Ideen illustreres i figur 5.1. Intuitivt kan målemetoden forklares vha. koblingsprinsippet i figur 4.3: I stedet for arrayelementer, ser en for seg 5x5 pendler koblet sammen v.h.a. fjærer. Prosedyrene vil da bestå i å sette den ene pendelen i svingninger, for deretter å observere hvordan de andre pendlene responderer.

Kapitlet fremstilles i tre deler; målingene er gjort i to homogene medier, luft og vann, og et tredje tilfelle hvor en stålplate plasseres på arrayen. Skaleringen på koblingen samt eventuelle medførende konsekvenser, vil bli diskutert. Mtp. ordvalg er det viktig å opplyse at de elementene som ikke er eksitert, beskrives som "passive" eller "påførende". Noen ganger er ordet, "naboelementer", brukt. I så tilfelle, refereres det til *alle* de 24 resterende elementene.



Figur 5.1: *Koblingseffekter: Forenklet illustrasjon med tre elementer. Et element eksiteres med spenningen, U_1 , og responsene fra de passive elementene måles. Det forventes at $0 < U_{3maks} < U_{2maks} < U_{1maks} = A$*

5.1 Motivasjon

Selv om formålet på sikt er å feste arrayen til en separatortank av stål, ansees målingene gjort i luft og vann også som nødvendige. Disse målingene vil gi en indikasjon på hvor stor innvirkning en medievariasjon har på koblingseffektene. Mao. vil disse tre måleforholdene tilsammen gi økt fundamental forståelse vedrørende arrayens anvendbarhet. Som nevnt i innledningen, er det forventet at arrayelementene vil påvirke hverandre både elektrisk og akustisk pga. den mekaniske koblingen mellom dem. Spesielt det midtre planet i arrayen ansees å medvirke til betydelig krysskobling mellom elementene, og ved eksiteringer vil denne koblingen gi forstyrrende innvirkninger på lydfeltet.

Dersom en f.eks ønsker å påtrykke arrayen med signaler av en bestemt faseformasjon, vil interferende elementvibrasjoner medføre at formen av den påfølgende strålen avviker i forhold til idealiserte forventninger. På samme måte vil koblingen gjøre seg merkbar dersom bare ett element eksiteres. De andre "påførende" elementene vil da sannsynligvis begynne å vibrere som følge av energioverføringen fra det operative elementet. Disse effektene er uønsket i forbindelse med eksakte tidsreverserende målinger

fordi koblingen vil påvirke arrayens direktivitet og fasestyringsevne. En mer konkret analyse rundt dette vises i kapittel 6, som bl.a. omhandler eksperimentelle direktivitetmålinger. Et annet problem relatert til koblingen oppstår når elementene mottar trykkbølger. Da forventes det at de avleste, elektriske signalene vil være et resultat av interfererende elementvibrasjoner. En kort diskusjon rundt dette gis ved slutten av kapittel 7, som forøvrig omhandler målinger relatert til ekkoregistrering.

5.1.1 Utstyr

- Transduserkonstruksjonen.
- Plasttønne fylt med ferskvann (diameter: 45cm, høyde: 62cm).
- Signalgenerator. Type Agilent 33220A .
- Oscilloskop. Type Tektronix TDS 2002B .
- Stålplate, NS 10029. spesifikasjoner vist som vedlegg i tabell B.1.

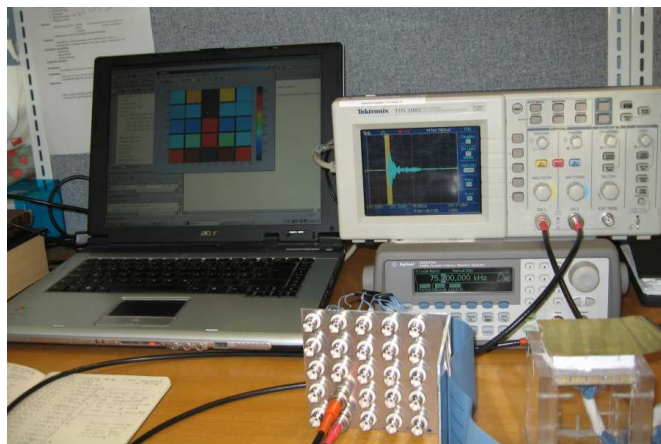
5.2 Koblingsanalyse, del 1: Eksitering i luft

Koblingseffektene ble først undersøkt i luft. Av tidsmessige årsaker er disse analysene mest omfattende i forhold til målingene gjort i vann og på stålplaten. Imidlertid er de metodiske prinsippene lik for alle tre mediene.

5.2.1 Metode

Figur 5.2 viser et bilde av måleoppsettet. En signalgenerator ble brukt til å påtrykke en elektrisk spenning på ett element. Spennings-signalet var en trigget, sinusformet burst på 10 perioder av elementets resonansfrekvens, og en amplitude på $2V_{pp}$ (peak-to-peak). De andre elementene begynte så å vibrere som følge av den mekaniske koblingen, og en kunne da lese av en utgangsspenning fra disse på et oscilloskop. Oscilloskopet har to inngangskanaler, så en kunne bare måle responsen fra ett pårørende element om gangen. Dette medførte at det operative elementet måtte eksiteres 24 ganger for å kartlegge signalene fra alle de andre elementene. Hele denne prosedyren ble så gjentatt for samtlige elementer. Altså ble det foretatt $24 \cdot 25 = 600$ målinger. For hver av disse ble både inngangsbursten og utgangsspenningen vist samtidig i oscilloskopet. En fikk da en indikasjon på tiden mellom eksiteringen og responsene, samt amplitudeforholdet mellom disse. Peak-to-peak verider for spenningsresponsene ble notert og fremstilt vha. konturdiagrammer, bearbeidet i MATLAB.

Målingene ble gjort etter at transduserkonstruksjonen var ferdig bygget. Prinsipielt betydde dette at også transduserhuset, messingfolien o.l. ville bidra til koblingseffektene.



Figur 5.2: Måleoppsett for koblingsanalysen i luft: Et element eksiteres v.h.a. signalgeneratoren. Både spenningsresponsen fra naboelementet og bursten fra det operative elementet avleses i oscilloskopet. Resultatene samles og bearbeides i MATLAB.

5.2.2 Forventning

Dersom bare ett element påtrykkes med en burst som beskrevet over, vil en forvente at responsamplituden til et annet element avhenger av:

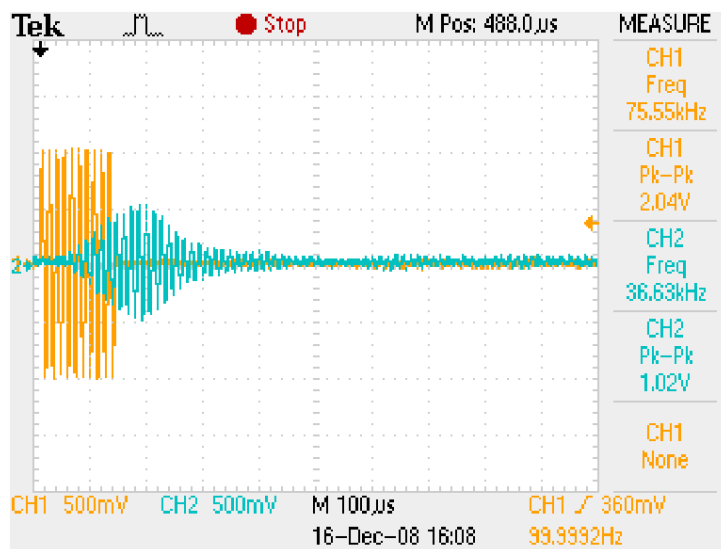
- Senteravstanden mellom det opererende og det pårørende elementet. Korte avstander resulterer i mindre akustisk absorpsjon/energitap, og kan dermed øke påvirkningen mellom elementene. Imidlertid er denne effekten ansett som neglisjerbar da arrayens korte utstrekning ikke baner vei for en dominant dempningskoeffisient (se 2.1.2). Derimot er det mer sannsynlig at den relative beliggenheten mellom disse elementene vil påvirke spenningsresponsen i større grad.
- Frekvensresponsen til det pårørende elementet. Jo bredere respons et element har, desto mer motakelig bør det være for inkommande vibrasjonsmoder.
- Elementer med stor konduktans vil få store mekaniske utslag og dermed gi store utgangsspenninger.

5.2.3 Resultater

Figur 5.3 viser spenningsresponsen til element nr.3 (fra gruppe 4) som følge av at senteret element ble eksitert. Bursten er på 10 perioder, noe som tilsvarer ca $132\mu s$. Det sees at responsen det pårørende elementet trer inn etter ca $60\mu s$ og flater ut igjen etter ca $300\mu s$. Maksutslaget vises etter ca $200\mu s$. Basert på argumentering fra kap.9, er usikkerheten til dette maksutslaget vurdert til å være $\Delta U = \pm 40mV$.

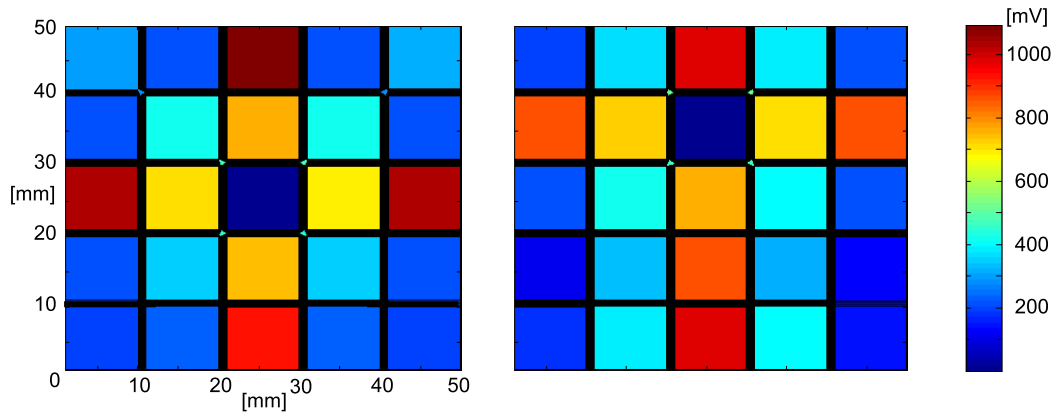
Andre målinger viste at tiden mellom burst-start og respons var avhengig av avstanden mellom eksitert og pårørende element. F.eks. inntraff responsen fra element nr.8 (som tilhører gruppe 2) etter ca $40\mu s$. Dette skulle en forvente da gruppe 2 ligger nærmere senteret element enn gruppe 4. Amplituden på responsene var som ventet forskjellige for element nr. 3 og 8. Dette har nok sammenheng med deres innbyrdes avstander i forhold til det eksiterte elementet. En mer grundig analyse av amplitudeforholdene følger snart.

Det viste seg at forholdet mellom amplitudene på bursten og responsen var tilsynelatende konstant uansett burstamplitude. Derimot var responsens varighet og amplitude avhengig av lengden på bursten. Den oppgitte frekvensverdien vedrørende kanalen til det pårørende elementet (CH2) er misvisende. Oscilloskopet beregner denne frekvensen på grunnlag av hele skjermbildet, hvor 2/3 består av støy. Skjermbildet kunne selvsagt blitt justert til å bare dekke responsen, men tidsdomenet presentert i fig.5.2. er valgt for å bekrefte at ettersvingninger uteblir.

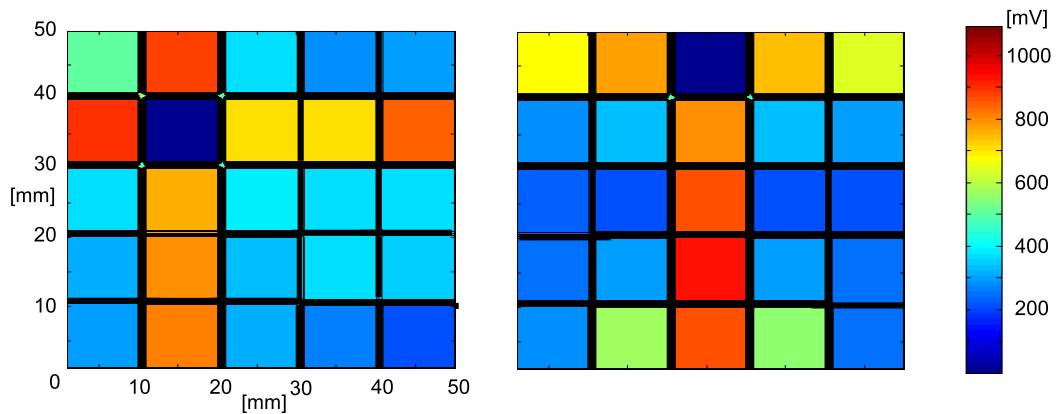


Figur 5.3: Koblingen. Spenningsrespons fra element nr. 3 som følge av eksitert senteret element.

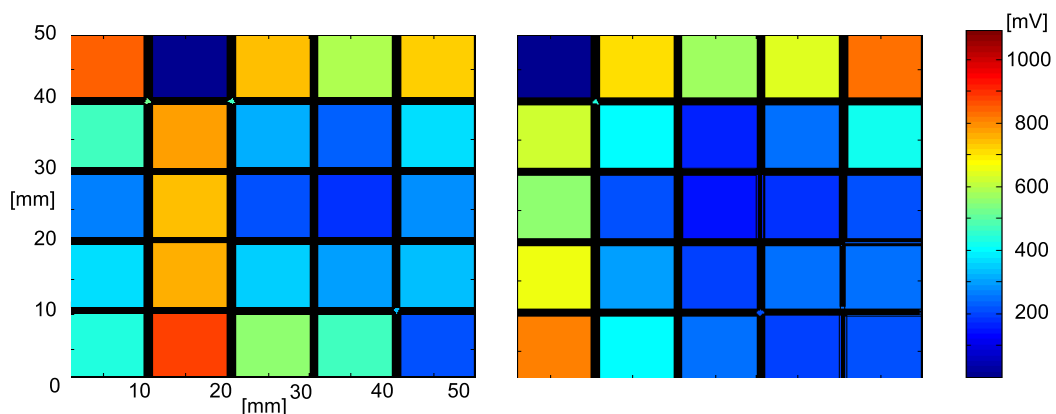
Figurene 5.4-5.6 viser arrayen i form av seks forskjellige konturplott, hvert av dem representative for ett eksitert element fra en gitt gruppe. Fargene på de pårørende elementene beskriver amplituden til den målte utgangsspenningen.



Figur 5.4: Koblingen. Påtrykt spenning, $2V_{pp}$ på elementnr. 13 fra gruppe 1(venstre) og elementnr.8 fra gruppe 2(høyre). Den elektriske spenningsresponsen (peak-to-peak) fra de andre elementene er vist vha. fargespekteret til høyre.



Figur 5.5: Koblingen. Påtrykt spenning, $2V_{pp}$ på elementnr. 7 fra gruppe 3(venstre) og elementnr.3 fra gruppe 4(høyre). Den elektriske spenningsresponsen (peak-to-peak) fra de andre elementene er vist vha. fargespekteret til høyre.



Figur 5.6: Koblingen. Påtrykt spenning, $2V_{pp}$ på elementnr.2 fra gruppe 5(venstre) og elementnr.1 fra gruppe 6(høyre). Den elektriske spenningsresponsen (peak-to-peak) fra de andre elementene er vist vha. fargespekteret til høyre.

5.2.4 Drøfting

Motivasjonen bak denne analysen er basert på et ønske om større generell kunnskap og forståelse angående koblingsmekanismene. Nytteverdien av kommende drøfting er foreløpig noe ukjent. Forhåpentligvis kan en i fremtiden relatere drøftingen til eventuelle uventede måleresultater eller praktiske begrensninger.

- **Eksitering av senterelementet i venstre konturdiagram, figur 5.4:**

- Her gir alle elementer fra en gitt gruppe ganske like responser. Dette er ingen overraskelse ettersom hver gruppe har en nokså entydig konduktanskaraktistikk, og at senterelementets avstand til den gitte gruppen er lik for alle tilhørende elementer.
- Konduktanskaraktistikkene til gruppe 1 og 2 er ganske like (se figur 4.6 og 4.7). Likevel viser dette konturdiagrammet at elementene i gruppe 4 (og ikke gruppe 2!) har størst spenningsrespons. Dette kan muligens forklares ved at gruppe 4 får større bidrag fra kantrefleksjoner. Dessuten vil transmisjoner inne i arrayen resultere i faseforskyvninger og interferenser. Selv om senterelementet ble eksitert med sin hovedresonansfrekvens, betyr ikke det at denne frekvensen er vedlikeholdt i hele arrayen etter transmisjon. Derfor er det rimelig å anta at spenningsresponsen fra et annet element gjenspeiler dets totale frekvensrespons og resonansfrekvens. Absorpsjon som følge av avstanden fra det eksiterte elementet, er som mao. ikke så veldig avgjørende for responsamplituden.
- Responsene er noe større i øverste rad (element 1-5) enn i nederste rad (element 21-25). Dette kan tyde på at arrayen ikke er helt perfekt oppskåret. Materialeegenskapene og polariseringen er nok ikke helt identisk for hvert element.
- En ser videre at koblingen er sterkest i de laterale retningene, og at det her er kantelementene som har størst respons.

- **Eksitering av elementer fra gruppe 2-6, figur 5.4-5.6:**

- Koblingen er generelt sterkest i laterale retninger relativt til det eksiterte elementet. Det virker dermed som om orienteringen mellom eksitert og pårørende element er relevant med tanke på koblingen.
- Videre er det stort sett kantelementene som gir størst respons, med unntak av tilfeller hvor de eksiterte elementene er fra gruppe 4. Kantelementene har som nevnt størst frekvensrespons, men mindre konduktans enn de mer sentrale elementene. Mulig er dette en antydning til at størrelsen på spenningsresponsene til de pårørende elementene avhenger mest av deres frekvensrespons?

Det ble videre gjort gjennomsnittsberegninger på utgangsspenningene som oppstod som følge av et eksitert element fra en gitt gruppe. La en gruppe, k , bestå av $n(k)$ elementer, og la $x_i(k)$ betegne et eksitert element fra denne gruppen. La videre y_j være et av de 24 pårørende arrayelementene. Da vil den gjennomsnittlige spenningsresponsen, \bar{U} , som følge av de eksiterte elementene fra en gitt gruppe nr. k være gitt som:

$$\bar{U}_k = \frac{1}{n(k)} \sum_{i=1}^{n(k)} \left[\frac{1}{24} \sum_{j=1}^{24} U(x_i(k), y_j) \right]$$

Resultatene er fremstilt i tabell 5.1:

Tabell 5.1: Gjennomsnittlig spenningsrespons fra passive elementer

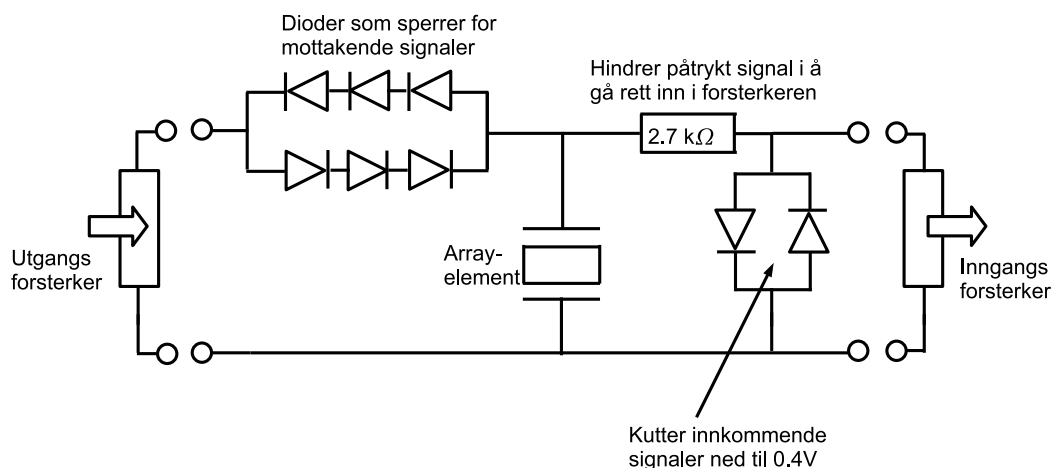
Gruppen som det eksiterte elementet tilhører	\bar{U}_k : Gj.snitt respons fra de pårørende elementene
1	$\bar{U}_1 = 471.17 \text{ mV}_{pp}$
2	$\bar{U}_2 = 472.84 \text{ mV}_{pp}$
3	$\bar{U}_3 = 503.34 \text{ mV}_{pp}$
4	$\bar{U}_4 = 454.38 \text{ mV}_{pp}$
5	$\bar{U}_5 = 443.51 \text{ mV}_{pp}$
6	$\bar{U}_6 = 370.71 \text{ mV}_{pp}$

Av tabellen ser en f.eks. at det eksiterte senterelementet (gruppe 1) gir opphav til en gjennomsnittlig spenningsrespons på $471.17mV_{pp}$ fra de 24 pårørende elementene. Dette tilsvarer nesten 25% den påtrykte spenningen. Uansett om koblingen er tilstede eller ikke, ville senterelementet vibrert med en deformeringsamplitude tilsvarende $2V_{pp}$. Likevel er det åpenbart at resten av arrayen får sin vibreringsenergi fra senterelementet. Da denne energien er konserverert, er det sannsynlig at koblingen bidrar til å dempe svingningene i arrayen. Dette er ganske innlysende ettersom et vibrerende element generelt sett dempes som en konsekvens av mekanisk belastning.

Disse gjennomsnittsverdiene vil mao. kanskje gi en indikasjon på hvor lenge et eksitert element vil vibrere. F.eks. er det mulig at elementene fra gruppe 3 vil ha den korteste svingetiden da disse gir fra seg mest energi. Dette fenomenet kan være en konsekvens av at gruppe 3 grenser til flest kantelementer (5 stykker), og disse har som kjent bredest frekvensrespons. Videre har kanskje elementene fra gruppe 6 den lengste svingetiden ettersom disse gir fra seg minst energi. I så fall kan dette ha sammenheng med at disse hjørneelementene har to frie sidekanter, noe som gir mindre mekaniske belastning. Forøvrig er disse forskjellene i svingetid ikke nødvendigvis merkbare i praksis.

5.2.5 Videre analyse: Virkning av den elektriske belastningen på elementene

Vibreringen av de pårørende elementene vil med stor sannsynlighet ha negativ innvirkning på et ønsket lydfelt. Når de tidsreverserende prosessene iverksettes vil imidlertid arrayelementene være elektrisk belastet av det eksterne styrings- og avlesningssystemet. Signalene til og fra hvert element vil da passere et tilhørende filter (vist i figur 5.7) som dirigerer eksiterte og mottatte signaler i riktige retninger. Det forventes at dette filteret gir en elektrisk belastning som vil kunne dempe spenningsresponsen til de pårørende elementene.



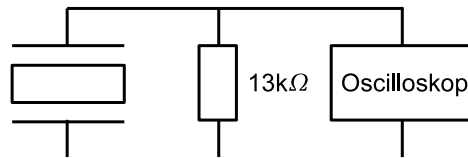
Figur 5.7: Filter fra det elektriske styrings- og avlesningssystemet

Litt om filteret: De påtrykte signalene vil etter planen ligge på ca $30V_{pp}$. Etter at disse har passert de seks diodene vil spenningen falle med ca 2.1 V (en diode gir et spenningsfall på ca 0.7 V). Dette er en bieffekt som er vanskelig å unngå da filteret er passivt. Formålet med disse diodene er nemlig å sperre for de mottatte signalene. Ettersom arrayelementets resistans ligger på ca $1k\Omega$, vil mesteparten av disse påtrykte signalene nå unngåe motstanden på $2.7k\Omega$ og transduseren eksiteres. De mottatte, reflekterte signalene fra arrayen vil ha amplituder i mV-området, og går dermed inn i inngangsforsterkeren fordi de ikke klarer passere de seks diodene.

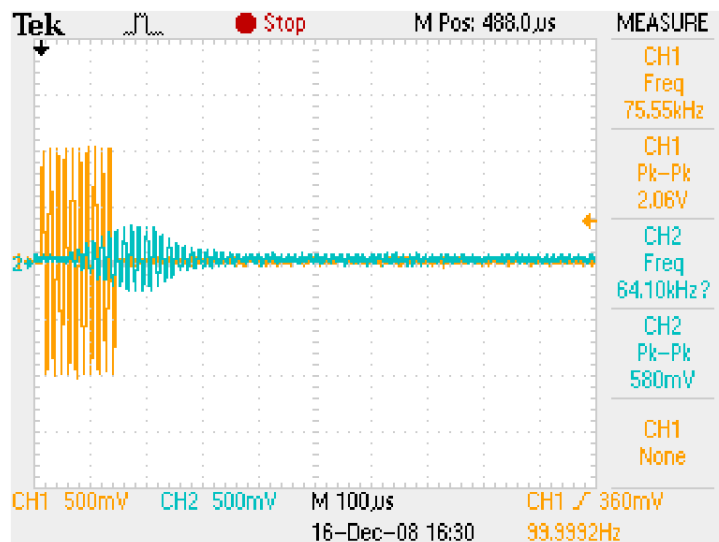
I forkant av arrayeksiteringen vil noe av det påtrykte signalet passere $2.7k\Omega$ - motstanden og gå videre inn i inngangsforsterkeren. Denne er tilpasset til å operere med mindre spenninger, så for å unngå overbelastning er det satt inn to shotky-dioder parallelt med forsterkeren. Disse kutter amplitudene og setter dermed en øvre grense for mottatte signaler. Denne grensen vil være 0.4V, noe som er ment til å overgå styrken til de innkommende refleksjonene som tas opp av transduseren. M.a.o vil disse diodene beskytte forsterkeren samtidig som all innkommende informasjon fra arrayen er bevart.

Inngangsførsterkeren har en resistans på $11k\Omega$. Da denne er i serie med med motstanden på $2.7k\Omega$, betyr det at hvert element er belastet med $13.7k\Omega$. Dempningseffektene av dette ble undersøkt:

Det presiseres at styringselektronikken ikke var klar til bruk ved dette tidspunktet, så filteret kunne ikke benyttes i denne sammenheng. En annen enkel metode ble derfor brukt for å analysere dempnings-effektene: Fra et pårørende element ble en $13k\Omega$ -motstand parallellkoblet med oscilloskopet, som vist i figur 5.8. Deretter ble koblingen undersøkt på samme måte som beskrevet i 5.2.2. Det viste seg denne $13k\Omega$ -motstanden bidro til å dempe amplituden på spenningsresponsene med 38-45%. Figur 5.9 viser en måling hvor element nr. 3 er belastet av motstanden. Senterelementet er eksitert. Sammenligner en dette resultatet med figur 5.3, ser en at spenningsresponsen fra element nr.3 er sunket fra $1020mV_{pp}$ til $580mV_{pp}$ pga. denne elektriske belastningen. Formen på responsen er imidlertid ganske lik.



Figur 5.8: Krets vedrørende elektrisk belastning på et arrayelement. Skissen viser et arrayelement, en motstand på $13k\Omega$, og et oscilloskop.



Figur 5.9: Koblingen. Spenningsrespons fra det element nr. 3, belastet med $13k\Omega$. Senterelement er eksitert.

Det er usikkert hvor godt denne målemetoden gjenspeiler den reelle elektriske belastningen som vil være aktuell i de tidsreverserende målingene. Likevel er det rimelig å anta at resultatet over gir gode indikasjoner om hvorvidt koblingen reduseres når et arrayelement tilkobles filteret i figur 5.7.

Det er viktig å påpeke at filteret er passivt, og at det derfor vil kunne videreføre inngangs- og utgangssignaler til enhver tid. Dette betyr at deler av elementvibrasjonene fra eksiteringen vil bli tatt opp av inngangsførsterkeren. Imidlertid er styringselektronikken konstruert på en måte som gjør at tidsreverseringen av mottatte signaler trigges innenfor en ønsket tidramme. Dermed kan dette systemet tilpasses slik at innkomne signaler med direkte opphav fra eksiteringen ikke inngår i tidsreverseringen. Mer om dette i kapittel 8.3.

5.3 Koblingsanalyse, del 2: Eksitering i vann

I kapittel 6 vil det bl.a. bli presentert eksperimentelle direktivitetmålinger for ett eksitert element, foretatt under vann. Det var i den sammenhengen forventet at koblingen ville ha innvirkning på det utstrålte feltet. I forkant av disse målingene var det derfor hensiktsmessig å undersøke koblingseffektene når arrayen befant seg i vannomgivelser. Målemetoden her var den samme som for målingene i luft, bortsett fra at arrayen nå ble plassert i et plasttønne fylt med ferskvann. Et bilde av denne tønne vises i forbindelse med direktivitetmålingene, og er derfor ikke blitt tatt med her. Hverken vannets dybde eller grad av homogenitet ble ansett som kritisk innvirkende på målingene.

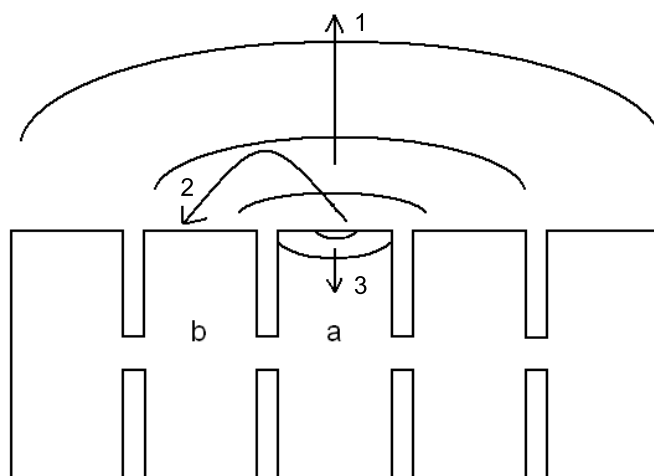
5.3.1 Forventning

Vann har en karakteristisk impedans som er ca 3600 ganger så stor som i luft. Det er derfor ventet koblingen i vannomgivelser er mindre enn for luft, kort og greit fordi større andeler av den eksiterte energien forplantes utover i mediet i stedet for å bli reflektert innad i arrayen.

Med henvisning til figur 5.10 er det hovedsaklig tre mekanikker, og vektingen av disse, som avgjør vannets innvirkning på koblingen:

- 1 Andelen av den eksiterte energien som forplantes utover i strålingsmediet.
- 2 Andelen av den eksiterte energien som påvirker naboelementene via strålingsmediet. Dette kan være i form av refleksjoner eller direkte laterale transmisjoner.
- 3 Andelen av den eksiterte energien som reflekteres innad i det opererende elementet.

Pga. impedansforskjellen forventes det at større andeler av den eksiterte energien vil forplantes utover i mediet når målingene gjøres i vann i stedet for luft. En lydbølge som propagerer fra Pz27 til vann, vil ha en refleksjonskoeffisient pålydende, $R \approx 0.916$, mens fra Pz27 til luft blir $R \approx 0.995$.



Figur 5.10: Forventede koblingseffekter ved økning i strålingsmediets impedans. Arrayen sett fra siden. Elementet, a, eksiteres. Noe av denne energien forplantes utover i strålingsmediet(1), mens noe går inn igjen i naboelementene(2). I tillegg vil det oppstå refleksjoner innad i det eksiterte elementet(3).

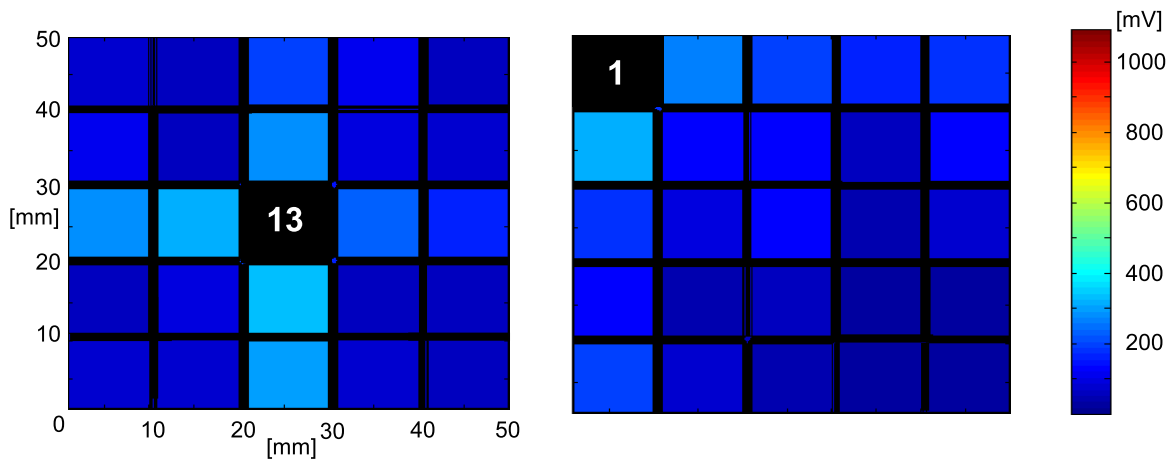
5.3.2 Resultater

I denne fremstillingen presenteres målinger av eksiterte elementer fra gruppe 1 og 6. Dette er vist i figur 5.11. Her vises koblingen forårsaket av hjørneelement nr. 1 og senterelement nr.13. Disse elementene blir forøvrig også brukt til senere direktivitetmålinger. Det viste seg at koblingen ble mindre i vannomgivelser. Spenningsresponsene fra de pårørende elementene var redusert med minst 70% i forhold til

målingene gjort i luft, altså $\overline{U}_{vann} < 0.3\overline{U}_{luft}$. Eksiteringer av senterelementet og hjørneelementene medførte gjennomsnittlige spenningsresponser fra de pårørende elementene på henholdsvis $\overline{U}_1 = 141.25mV_{pp}$ og $\overline{U}_6 = 101.45mV_{pp}$. Dette er kanskje noe uventet, men til gjengjeld positivt. Det er tross alt ønskelig at koblingseffektene skal være små. Tallene baseres på enkeltmålinger med usikkerheter, $\Delta U = \pm 15mV$.

Det ble ikke gjort målinger på flere elementgrupper. Imidlertid ansees resultatene å være tilstrekkelige for å påvise forskjeller i forhold til målingene i luft. Til tross for redusert kobling, viser konturplottene i figur 5.11 til dels tilsvarende karakteristikker som i luftmålingene. F.eks er det også her målt størst spenningsrespons i laterale retninger. Imidlertid er det ikke lenger kantelementene som bidrar mest.

Ettersom det i denne fremstillingen er brukt samme fargeskala som i figurene for luft, blir konturplottene her mer uklare fordi variasjonene mellom responsverdiene er relativt små. Fargeskalaen er uforandret for å gi et riktig bilde på hvor mye koblingen reduseres i vann. Dersom det samme fargespekteret f.eks hadde gjengitt en skala fra 0 til $500mV_{pp}$, ville disse målingene vært bedre egnet for grundigere analyse.



Figur 5.11: Koblingen i vann. Påtrykt spenning, $2V_{pp}$, på elementnr. 13 og 1. Den elektriske spenningsresponsen fra de andre elementene er vist vha. fargespekteret til høyre.

5.3.3 Drøfting

Årsaker til reduserte koblingseffekter ved målinger i vann antas å være relatert til følgende forhold:

- Det er luft mellom elementene, og vann på utsiden av arrayen. Dette svarer til at store deler av den eksiterte energien forplantes utover i vannet. Mao. ser det ut til at mekanikk nr.1 fra figur 5.10 dominerer. Dersom det hadde vært vann mellom arrayelementene ville koblingen kanskje vært større grunnet bidrag fra mekanikk nr.2.
- Elementene er tross alt ytterligere mekanisk belastet siden de er omgitt av vann. Vanndybden i karet ble ikke målt eksakt, men arrayen antas å ha vært plassert ca 40cm under overflaten. Dette gir belastning i form av trykk, og vil dempe responsen fra de pårørende elementene.
- Dybden i karet antas å medføre at virkning av refleksjoner fra vannoverflaten kan neglisjeres. Når transduseren omsider skal festes på en tynn stålvegg, er det derimot rimelig å forvente større vekting av mekanikk nr. 2 fra figur 5.10.

5.4 Koblingsanalyse, del 3: Eksitering i vann, med en stålplate plassert på arrayen

Et fremtidig mål er som nevnt å undersøke transduserens evne til å gjøre målinger i en olje/vann-separator. Arrayen vil i så fall bli festet direkte til separatortankens stålvegg. Dessuten vil det i kap.6 bli fremlagt direktivitetmålinger gjort med senterelementet når en stålplate var plassert på arrayen. I forkant av disse målingene ble koblingen derfor undersøkt med tilsvarende rammebetingelser, hvor denne stålplaten hviler på arrayen. Også i denne sammenheng ble målingene gjort under vann. Stålplaten vises i figur 5.12. Dette bildet er tatt før arrayen ble plassert i vannkaret, slik at stålplatens størrelse i forhold til transduseren kommer tydeligere frem. Fremstillingen under omhandler bare målinger gjort ved å eksitere senterelementet, og målemetodene var de samme som i 5.2 og 5.3.



Figur 5.12: Stålplaten plassert på arrayen.

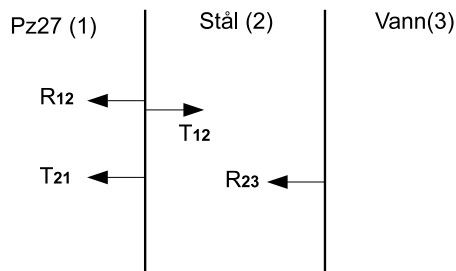
Det ble gjort enkle målinger og beregninger av stålplatens fysiske egenskaper. Disse tallene er vist i tabell B.1 i vedleggskapitlet ved slutten av oppgaven.

5.4.1 Forventning

Stål har en karakteristisk impedans av samme størrelsesorden som det aktuelle piezoelektriske materialet, Pz27. Dermed forventes det at den eksiterte energien fra arrayen lett vil kunne forplantes inn i stålplaten. Dette alene, vil nok redusere koblingen i forhold til målinger i homogene vannomgivelser. Forøvrig har stål egenskaper som medfører lav akustisk absorpsjon, og platen brukt i disse målingene er i tillegg nokså tynn ($\approx 1.2\text{cm}$). Prinsipielt betyr dette at lydbølger som propagerer inne i stålplaten, like lett vil kunne forplantes tilbake til arrayen. Et slikt fenomen er nokså tilsvarende som mekanikk nr.2 fra figur 5.10, og hvorvidt denne mekanikken nå gjør seg gjeldende gjennstår å se.

Det blir nå fremlagt en kort diskusjon relatert til fysikken bak den kommende målingen. Fenomener rundt lydbølger som propagerer mellom de aktuelle mediene, blir drøftet. Disse bølgene antas å være plane, med normalt innfall i grensen mellom to medier. I denne sammenheng tas det ikke hensyn til bulkmoduler forbundet med stål og Pz27. Videre antas det at mediene er ikke-absorberende.

Figur 5.13 viser de tre aktuelle medier og deres transmisjons- og refleksjonskoeffisienter. Ved grensen mellom en stålplate og en Pz27-lydkilde, forventes det en transmisjon tilsvarende, $T_{12} \approx 1.2$. Videre blir refleksjonskoeffisienten mellom stålet og vannet, $R_{23} \approx 0.94$. På vei tilbake vil noe av denne bølgeenergien propagere tilbake inn arrayen, gitt ved transmisjonskoeffisienten, $T_{21} \approx 0.2$. Grovt sett medfører dette at bølger som returneres inn igjen i arrayen har en trykkamplitude på 15% i forhold til det eksiterte signalet. Bølgene reflekteres dessuten innad i det eksiterte elementet. Ved en slik grense, mellom Pz27 og stål, forventes en refleksjonskoeffisient tilsvarende, $R_{12} \approx 0.2$. Med andre ord vil denne reflekterte trykkamplituden være på 20% i forhold til det eksiterte signalet.

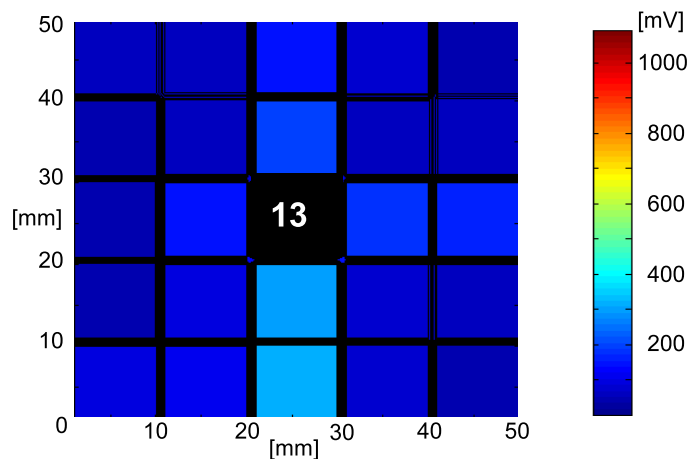


Figur 5.13: Refleksjon og transmisjon mellom tre medier.

Det disse overslagene forteller, er at den reflekterte trykkamplituden i dette måleoppsettet forventes å være mindre enn for målingene i kap.5.3 for vann. Dette ettersom en bølge som brer seg fra Pz27 til vann, vil ha en refleksjonskoeffisient på $R \approx 0.9$. Mellom Pz27 og stål er tilsvarende koeffisient gitt ved, $R \approx 0.2$.

5.4.2 Resultater

Konturplottet i figur 5.14 viser spenningsresponsene fra de pårørende elementene etter at senterelementet ble eksitert. Dette plottet svarer til en gjennomsnittllig respons, $\bar{U}_1 = 108mV_{pp}$, fra de pårørende elementene. Dette er noe mindre enn for tilsvarende målinger i kap.5.3. Fargespekteret er av samme skala som for målingene i luft og vann. Usikkerhetene til enkeltmålingene som disse baseres på, er $\Delta U = \pm 15mV$.



Figur 5.14: Koblingen i vann, med stålplaten plassert på arrayen. Påtrykt spenning, $2V_{pp}$, på elementnr.13. Den elektriske spenningsresponsen fra de andre elementene er vist vha. fargespekteret til høyre.

5.4.3 Drøfting

Som ventet ble koblingen noe mindre i stål enn for vann. Imidlertid viser konturplottet i figur 5.14 til en viss grad asymmetriske karakteristikk. F.eks. er koblingen størst i den ene vertikale retningen nedenfor senterelementet. Lignende asymmetri sees også i resultatene for luft og vann, så muligheten er til stede for at fenomenet er relatert til enkeltelementenes frekvensrespons. En annen årsak kan være at kontakten mellom stålplaten og arrayen ikke var like god for alle elementene. Kontaktflatene er høyst sannsynlig ujevne på et makroskopisk nivå. Å kartlegge disse ujevnheter med god presisjon og dermed relatere dem til diverse konsekvenser, ble imidlertid ikke vektlagt.

Kapittel 6

Direktivitet

I dette kapitlet fremlegges teoretiske analyser og eksperimentelle målinger av arrayens direktivitet. Det første formålet med denne delen av arbeidet, var å få grunnleggende innsikt i hvorvidt koblingen påvirker direktiviten. For å få svar på dette, ble eksperimentelle målinger i homogent ferskvann sammenlignet med ideelle teoretiske beregninger. Disse analysene redegjøres i 6.1 og 6.2, og fremstillingen lyder som følger:

- I 6.1 presenteres ideelle forventninger, altså teoretiske beregninger gjort i MATLAB. Disse er:
 - Direktivitet fra ett eksitert element uten belastning.
 - Direktivitet fra hele arrayen uten belastning. Her er det forutsatt at elementene ikke er koblet, og at de eksiteres med samme amplitude og fase.
- I 6.2 fremlegges eksperimentelle direktiviteetsmålinger i forbindelse med ett eksitert element som befinner seg i ferskvann. I denne sammenheng er det gjort målinger på senteret elementet, og hjørneelement nr.1. Disse resultatene sammenlignes med teoriene i 6.1.

Neste formål var å undersøke direktiviteten når en stålplate hviler på arrayen. Disse målingene ble også utført i vann, og fremlegges i 6.3. Her var det først og fremst ønskelig å se hvordan feltet nå så ut sammenlignet med målingene uten stålplaten. Direktiviteten er i denne sammenheng bare undersøkt med senteret elementet som kilde, men for to forskjellige avstander mellom hydrofonen og arrayen.

I 6.4 redegjøres tilsvarende forventningsanalyse som i 6.1, nå i forbindelse med en array av samme totale størrelse, men med 7×7 elementer.

Etttersom arrayen og enkeltelementene har kvadratisk overflate, var det tilstrekkelig å analysere feltet i en dimensjon.

6.1 Teoretiske beregninger i MATLAB: 5×5 elementer

I disse utregningene ble arrayteorien fra kapittel 2.2 benyttet. Modellen baseres på et homogent strålingsmedium, og tar ikke hensyn absorpsjon eller refleksjonseffekter fra omgivelsene. Videre er det forutsatt at arrayen ikke er fasestyrt, dvs at direktiviteten har sin største verdi på akse som står normalt på kilde-senteret (lydaksen). Utregningene svarer dessuten til at lydbølgene er plane, og at arrayelementene er isolert fra hverandre. Bølgelengden baseres på frekvensen, $f = 75 \text{ kHz}$, og en lydhastighet, $c = 1481 \text{ m/s}$, som svarer til ferskvann ved 20°C [12].

6.1.1 Direktivitet fra ett element

Med henvisning til figur 3.4 har arrayelementene en kvadratisk overflate med sidekanter $L_x = L_y = 9.48 \text{ mm} = 0.00948 \text{ m}$. I en dimensjon kan hvert av disse beskrives av kildefordelingen,

$$T(x) = \text{rect}(L_x) \tag{6.1}$$

som medfører følgende direktivitet i fjernfeltet:

$$f_1(u) = L_x \text{sinc}(\pi u L_x) = 0.00948 \text{sinc}(\pi u 0.00948) \tag{6.2}$$

6.1.2 Direktivitet fra hele arrayen

Med elementlengden, $L_x = 9.48mm$, og med senteravstanden mellom elementene gitt som, $d_x = 10.48mm$, er arrayens utstrekning i en dimensjon gitt som $R_x = 4d_x + L_x = 51.4mm = 0.0514m$. Som vist i kapittel 2.2.2 kan fjernfeltet til arrayen i u-retning nå beskrives som

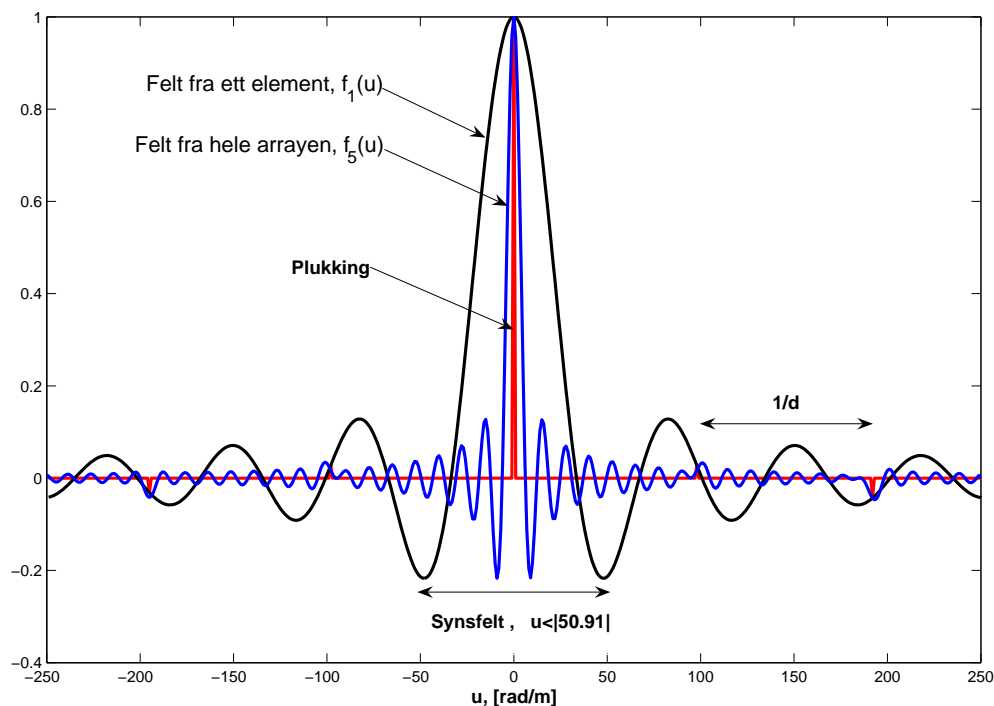
$$f_5(u) = \left[L_x L_y \text{sinc}(\pi u L_x) \cdot \frac{1}{d_x} \frac{1}{d_y} \text{comb}(1/d_x) \right] * R_x R_y \text{sinc}(\pi u R_x) \quad (6.3)$$

$$= \left[0.00948^2 \text{sinc}(\pi u 0.00948) \cdot \frac{1}{0.01048^2} \text{comb}(1/0.01048) \right] * 0.0514^2 \text{sinc}(\pi u 0.0514)$$

6.1.3 Betraktning av MATLAB-beregningene

Figur 6.1 viser direktiviteten, plottet i MATLAB. Lign. 6.2 vises i svart, og er altså forventet felt fra ett element uten belastning, og uten effekter fra koblingen. Produktet av comb-funksjonen og lign. 6.2, altså hakeparentesen i lign. 6.3, vises i rødt. Dette er plukkingene, og disse inntreffer med en innbyrdes avstand, $u = 1/d = 97.3 \text{ rad/m}$. Grunnet forholdet mellom L_x og d_x ser en at plukkingene ved $u = \pm 97.3 \text{ rad/m}$ og $u = \pm 194.6 \text{ rad/m}$, blir relativt små sammenlignet med plukkingen i $u = 0$, altså hovedloben. Dette medfører små gitterlober, noe som er ønskelig. Disse gitterlobene kan imidlertid dukke opp innenfor synsfeltet, $u \leq |50.9| \text{ rad/m}$, dersom arrayen fasestyres tilstrekkelig. Deres amplitude vil da øke pga. produktet i hakeparentesen.

Den blå kurven representerer forventet felt fra hele arrayen. Hovedloben er skarpere i forhold til feltet fra ett element, men det er samtidig flere sidelobes innenfor synsfeltet.

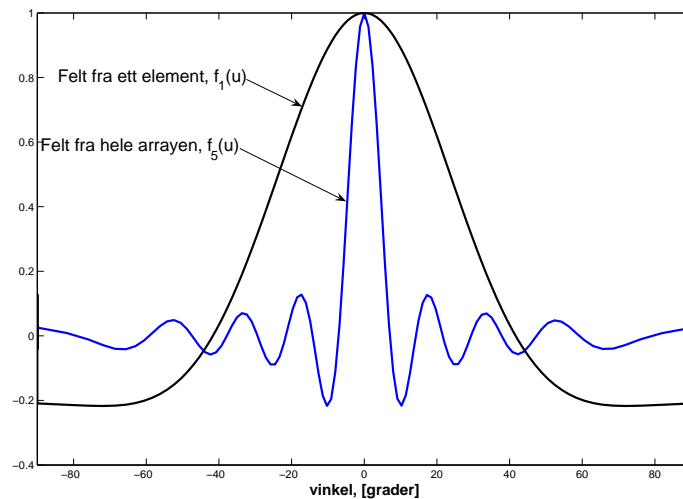


Figur 6.1: Normalisert direktivitet i u -rommet, plottet i MATLAB. $f_1(u)$ i svart, og $f_5(u)$ i blått. Plukke-funksjonen i rødt.

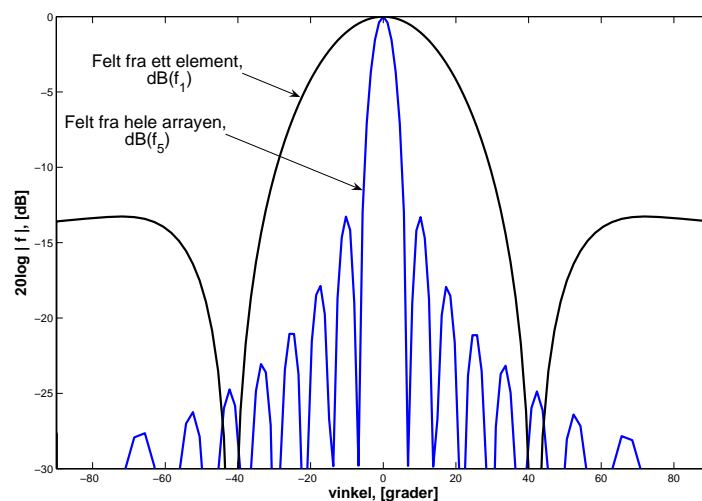
Strålebredden kan sies å være avhengig av størrelsen på synsfeltet, og synsfeltet er igjen avhengig av strålingsmediet. Dette fordi mediet bestemmer bølglengden, λ , og denne inngår i definisjonen av u . Ved å betrakte direktiviteten i u -rommet, forsvinner denne λ -avhengigheten, og en sitter igjen med et mer

generelt bilde av lydfeltet. Mao, vil den relative skaleringen av amplitudefordelingen i u -rommet være uforandret uansett hvilken bølgelengde som ligger til grunn for beregningen. Imidlertid er det vanlig å fremstille direktiviteten som funksjon av vinkelen, θ . I denne sammenheng vil λ få innvirkning på strålebredden.

Figur 6.2 viser direktivitetsens vinkelfordeling, hvor $f = f(\theta)$, $\theta = \theta(u) = \sin^{-1}(u \cdot \lambda)$. Det er plottet i domenet, $\pm 90^\circ$. Dette er de reelle vinklene i u -rommet og representerer derfor det totale synsfeltet. Innenfor disse rammene har feltet fra ett element ingen sidelober av positivt fortegn. I praksis vil sidelober av negative verdier presentere lydtrykk med motsatt fase i forhold til hovedloben. Det er derfor hensiktsmessig å skissere direktiviteten i dB-skala. Dette er vist i figur 6.3. Her brukes $dB(\theta) = 20 \log |f(\theta(u))|$ som representerer feltet i form av trykk eller spenning. Sidelobenivået er presentert i tabell 6.1.



Figur 6.2: Normalisert direktivitet som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB. $f_1(u)$ i svart, og $f_5(u)$ i blått.



Figur 6.3: Direktivitet i dB som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB. $dB(f_1(\theta))$ i svart, og $dB(f_5(\theta))$ i blått.

Tabell 6.1: Sidelobenivå fra MATLAB-simuleringene

Kilde	Sidelobenivå	Vinkel, θ
Ett element, $f_1(\theta)$	-13.3 dB	71.8°
Hele arrayen, $f_5(\theta)$	-13.3 dB	11.4°
	-17.9 dB	18.5°
	-21.1 dB	27.1°
	-23.1 dB	35.0°
	-24.9 dB	43.9°
	-26.4 dB	54.3°

6.2 Eksperimentelle direktivitetmålinger i vann

6.2.1 Motivasjon

Hensikten med disse målingene var først og fremst å undersøke hvorvidt direktiviteten avviker i forhold til de teoretiske idealene. Koblingen mellom elementene medfører at resten av arrayen eksiteres i mindre grad, og muligens vil dette gjøre strålebredden smalere enn forventet. Dersom det er tilfellet, vil arrayens evne til å fasestyre lydbølger svekkes. Dette vil igjen gi begrenset funksjonalitet mtp. tidsreversering. Utover dette var det også interessant og finne ut om direktivitetene fra senter- og hjørneelementet var forskjellig i forhold til hverandre. Det ville naturligvis vært ønskelig å gjøre målinger på samtlige arrayelementer, med det er likevel forventet at resultatene her vil gi berikende svar på spørsmålene over.

6.2.2 Valg av strålingsmedium

Selv om det overordnede målet er få svar på hvorvidt arrayen kan benyttes på en separatortank av stål, er det hensiktsmessig å først måle lydfeltet i tilnærmet homogent ferskvann. Dette begrunnes med at vann er et medium som det er relativt enkelt å operere i. Først og fremst fordi vann gir god akustisk transmisjon fra arrayen², og lite spredning. Videre vil målinger i vann gi indikasjoner på hvordan feltet vil se ut for andre medier.

Enhver transduser kan sies å ha sin egen entydige direktivitetskaraktistikk. Det ble sett at den relative amplitudedefordelingen i feltet er uavhengig av strålingsmediet dersom direktiviteten betraktes i u-rommet. Prinsipielt betyr dette at en direktivitetmåling utført i et bestemt medium vil si noe om hvordan direktiviteten blir i et annet medium. F.eks. kan en måling i vann indikere hvor stor strålebredden vil være i stål. Imidlertid er ikke denne relateringen veldig anvendbar i praksis med mindre de forskjellige mediene er homogene. I kap 6.3 fremlegges tilsvarende målinger med en stålplate plassert på arrayen. Det kan være interessant å sammenligne målingene med og uten platen.

6.2.3 Utstyr

- Transduserkonstruksjonen
- Plasttønne med diameter 45cm og høyde 62cm.
- Signalgenerator. Type Agilent 33220A
- Digital plotter, styrt av PC via parallellport
- Hydrofon. Type 8103 fra Brüel & Kjær
- Oscilloskop. Type Tektronix TDS 2002B. Kobles til PC via GPIB
- 60dB-inngangsforsterker fra Panametrics
- MATLAB

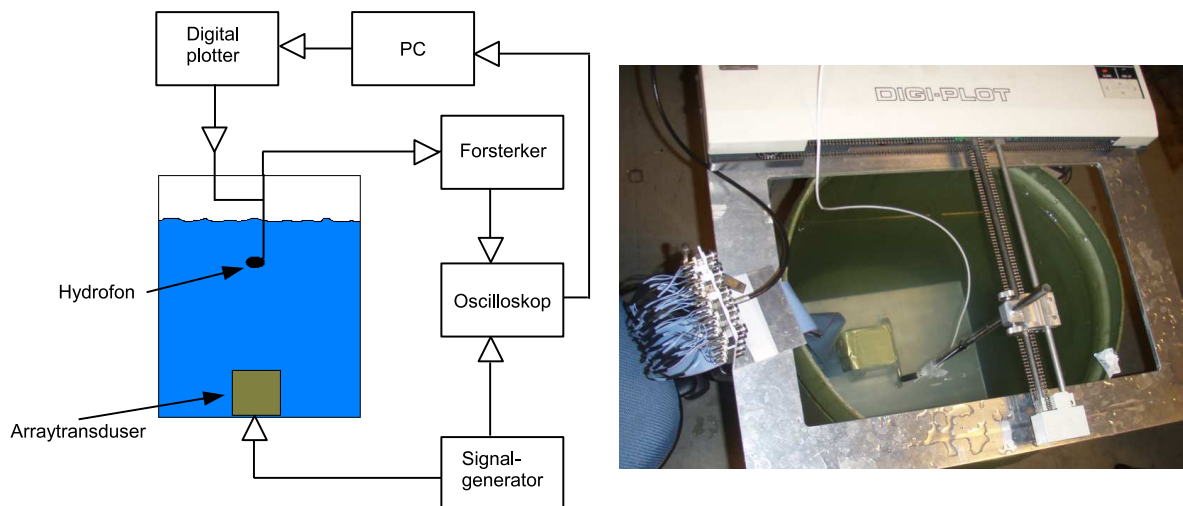
²Transmisjonskoeffisientene ang bølger i grensen fra pz27 til vann og til luft, er henholdsvis $T_{pz27 \rightarrow vann} \approx 8.4 \cdot 10^{-2}$ og $T_{pz27 \rightarrow luft} \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$

6.2.4 Måleoppsett og metode

En skjematisk fremstilling samt et bilde av måleoppsettet vises i figur 6.4.

- Plasttønnen, som arrayen skulle plasseres i, ble i forkant vasket innvendig slik at gammelt støv, slim og algerester ble fjernet fra veggene. Deretter ble tønnen fylt med ferskvann.
- Arrayen ble plassert på et platå ned i bunnen av tønnen. På andre siden av flatkabelen ble BNC-panelet med alle koaksialpluggene festet til plotterens stålramme.
- Plotteren kan beveges horisontalt i to dimensjoner. Kort sagt består den av en motor som styrer en skruklamme vha. diverse tannhjul og kjeder. Gjennom en parallellport kunne plotteren styres av PCen vha. MATLAB. De relaterte dataskriptene vises i A.1.5. Motoren var festet til en stålramme, slik at plotteren kunne hvile på plasttønnen.
- Hydrofonen var festet på en 25cm lang stang. Denne stangen ble låst fast av skruklammen slik at den pekte vertikalt nedover mot bøtta. Ved å løsne på skruklammen, kunne høyden mellom hydrofonen og arrayen justeres manuelt etter ønske.
 - Avstand fra array til hydrofon: 6cm
 - Avstand fra array til vannoverflate: 22cm
- Signalgeneratoren ble, vha. en koaksialforgrening, koblet til både arrayelementet og oscilloskopet. På denne måten kunne det eksiterte signalet overvåkes. Hydrofonen ble også koblet til samme oscilloskopet via inngangsforsterkeren.

Etter å ha klargjort dette måleoppsettet, ble det observert store mengder luftbobler i vannet. Dette var et problem ettersom flere og flere bobler festet seg til hydrofonen på kort tid. Det ble gjort forhåndstestinger på dette fenomenet. Ved å eksitere et arrayelement ble det påvist en tilsynelatende eksponensiell reduksjon av amplituden på hydrofonresponsen. Hydrofonen var i dette tilfellet stillestående. Denne reduksjonen medførte at amplituden sank, og stabiliserte seg på 60% av opprinnelig verdi i løpet av 30-35 sekunder. Boblene på hydrofonen ble fjernet for hånd, og det ble brukt en trefjøl til å røre om vannet slik at boblene steg opp til overflaten. Dette så ut til å fjerne mesteparten av boblene. En stund etter omrøringen var hydrofonresponsen tilsynelatende stabil, men dette er nok en usikkerhetsfaktor.



Figur 6.4: Oppsettet for direktivetsmålingene.

Direktivetsmålingene bestod i å eksitere et arrayelement med en sinusformet burst på 10 perioder, repetert hvert 50.ms. Burstene hadde en amplitude $10V_{pp}$. Forhåndstestinger viste at frekvensverdiene som ga størst respons fra hydrofonen, var nokså lik resonansfrekvensene funnet i kap.4. Frekvensene brukt til å eksitere senter- og hjørneelementet var henholdsvis 76kHz og 73.8kHz. Hydrofonresponsene ble midlet

over 16 samplinger for å redusere støyforholdet og evt. fluktasjoner. Informasjonen fra oscilloskopet ble videreført til PC'en via en GPIB-kabel slik at dataene kunne bearbeides i MATLAB.

Plotteren har en rekkevidde på 25.2 cm i valgt måleakse. Da det aktuelle arrayelementet var plassert i sentrum av denne utstrekningen, ble direktiviteten målt i domenet,

$$\theta = \pm \tan^{-1} \left(\frac{25.2 \text{ cm} / 2}{6 \text{ cm}} \right) = \pm 64.5^\circ$$

Det ble plottet med steg på 0.3cm, tilsvarende 84 målepunkter totalt. Disse stegene ble automatisert v.h.a. PC'en slik at hydrofonen beveget seg trinnvis fra den ene enden av måleaksen til den andre. Tiden mellom hvert steg var ca 5 sekunder. Denne ventingen gjorde at vibrasjoner fra hydrofonstangen fikk stabilisert seg mellom hver måling, og oscilloskopet fikk tid til å sende dataene videre til lagring. Oscilloskopet samlet hver respons med 2500 punkter langs tidsaksen. Dette betyr at det for hver direktivetsmåling ble lagret en 84x2500-matrise i MATLAB. Hver av de 84 vektorene i matrisen var representative for en hydrofonrespons fra en gitt posisjon på måleaksen. Direktiviteten ble kartlagt ved å plote maksverdiene fra hver respons som funksjon av θ .

6.2.5 Forventning

Dersom elementene ikke var koblet, skulle en idèelt forvente at den målte direktiviteten var tilnærmet lik $f_1(u)$, som vist i figur 6.2 og beskrevet i ligning 6.2. Imidlertid kan hovedloben nå vise seg å være smalere grunnet koblingen mellom elementene. Dette kan forklares ved at trykkbølger fra pårørende elementer vil bidra til å forme lydfeltet. Jo større koblingen er, desto mer vil feltet minne om, $f_5(u)$, som beskriver et teoretisk felt fra en tilsvarende array. I prinsippet kunne det vært mulig å beregne strålebredden analytisk på bakgrunn av koblingsmålingene gjort i vann i kap. 5.3. Dersom det forutsettes at spenningsresponsen fra et pårørende element kan forbindes med et påfølgende strålingstrykk vha. en overføringsfunksjon, kunne bidragene fra hvert element blitt summert opp og implementert i arrayteorien fra [4]. Imidlertid er problemet mer omfattende ettersom disse bidragene sannsynligvis har forskjellige faser, og disse fasene ukjente.

Målingene i kap.5.2 viser at koblingseffektene i luft varierer med elementgruppene. F.eks viser tabell 5.1 at midlet spenningsrespons fra de pårørende elementene er større for et eksitert senterelement enn et eksitert hjørneelement. Forholdet mellom disse er

$$\frac{\bar{U}_6^{luft}}{\bar{U}_1^{luft}} = \frac{370.71}{471.17} mV_{pp} \approx 0.79. \quad (6.4)$$

Koblingen vedrørende et eksitert hjørneelementet svarer altså til en nedgang på ca 21% i forhold til senterelementet.

Det ble også vist at den gjennomsnittlige spenningsresponsen fra de pårørende elementene var større i luft enn i vann. Imidlertid bør det gjøres oppmerksom på at *forskjellen* mellom gruppene faktisk er størst i vann. Vannmålingene i kap. 5.3 viser at

$$\frac{\bar{U}_6^{vann}}{\bar{U}_1^{vann}} = \frac{101.45}{141.25} mV_{pp} \approx 0.72. \quad (6.5)$$

Nedgangen fra senter- til hjørneelement er nå ca 28%.

Det er mulig disse gjennomsnittsresponsene sier noe om hvilken grad de pårørende elementene vibrerer, men målingene sier ingenting om hvor mye energi som forplantes utover i strålingsmediet. Med nedgangen vist i lign.(6.5), er det ikke til å utelukke at strålebreddene til senter- og hjørneelementet kan avvike i forhold til hverandre. Det forventes at direktiviteten til senterelementet har den smaleste hovedloben.

En annen ting, er at avstanden, $d = 6 \text{ cm}$, mellom hydrofonen og det eksiterte elementet antas å tilsvare fjernfeltet. Fjernfeltet gjør seg vanligvis gjeldende ved $d_f = A/\lambda$ [19]. A er arealet til kilden, mens λ er bølgelengden i strålingsmediet. I nærfeltet ($d < d_f$) er ikke direktiviteten sammenlignbar med beregningene i kap.6.1. Dersom et arrayelement betraktes som individuelt (ingen kobling), vil fjernfeltet gjøre seg gjeldende når $d > 0.46 \text{ cm}$. Det er ikke å se bort fra at sterke koblingseffekter kan bidra til nærfeltsfenomener ettersom arrayen i sin helhet har et areal, $A \approx 25 \text{ cm}^2$. For en kilde med dette arealet, vil fjernfeltet være nådd først ved ca 12.5cm

6.2.6 Resultater; målinger på senterelementet

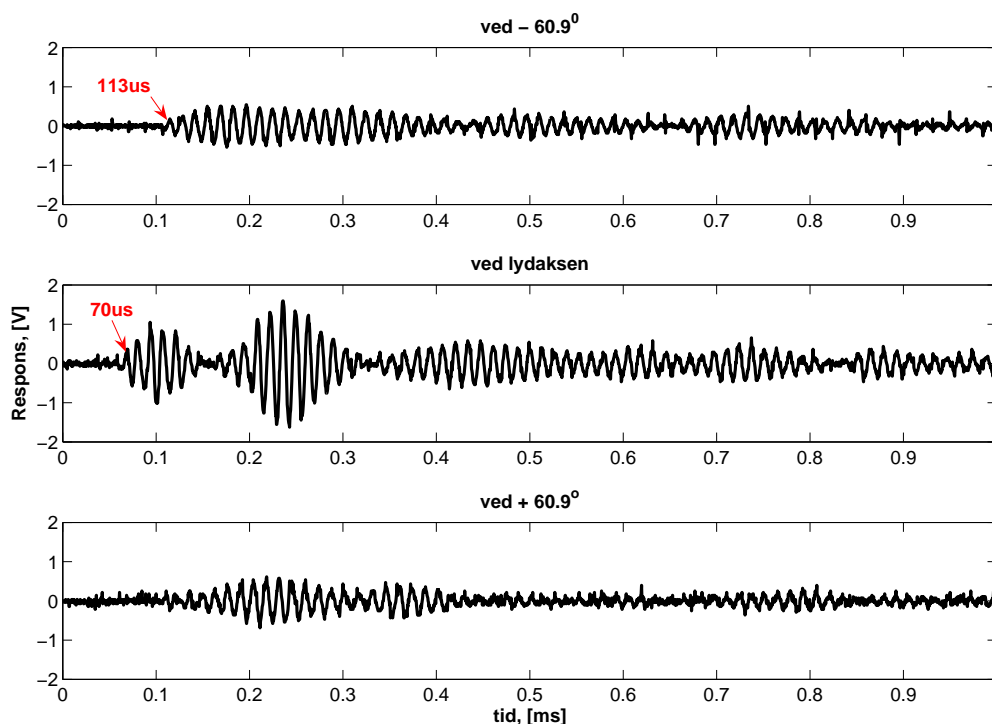
Før direktiviteten fremlegges, blir det gitt en diskusjon vedrørende påliteligheten til dette resultatet. Målet med diskusjonen er å rettferdiggjøre tolkningen av signalene mottatt på hydrofonen. Det er denne tolkningen som ligger til grunn for direktivitetsplottet.

DISKUSJON VEDRØRENDE PÅLITELIGHETEN TIL RESULTATENE:

Figur 6.5 viser tre eksempler på hydrofonresponsene. Disse svarer til målinger på lydaksen og ved $\pm 60.9^\circ$. Selv om også bursten ble overvåket i oscilloskopet, er den ikke tatt med i figuren fordi det bare var en kanal som kunne lagres i PCen. Bursten var på 10 perioder, noe som tilsvarer 0.133ms.

Før dataene ble sendt fra oscilloskopet til PCen, måtte skjermbildet på oscilloskopet justeres til å begynne hvor bursten ble trigget. Dette ble gjort manuelt vha. en skruknott. Undertegnede trodde ved dette tidspunktet at dersom en slik justering skulle automatiseres, kunne bursten bare bli trigget i midten av skjermen. Dette var ikke ønskelig fordi bildet da bare ville ha redegjort for halvparten så mye nyttig informasjon. I ettertid ble det funnet ut at oscilloskopet også kunne sette $t=0$ til å være helt til venstre i bildet. Denne nye lærdommen forble en etterpåkløskap, og muligheten er derfor tilstede for at responsene vist i figur 6.5 er gitt ved en misvisende tidsskala.

På lydaksen var avstanden mellom senterelementet og hydrofonen satt til $d=6\text{cm}$. Dersom lyd-hastigheten er på 1481m/s var det dermed forventet at responsen skulle gjøre seg gjeldende etter omlag $40.05\mu\text{s}$. Dersom figuren studeres nøye, viser det seg at utslaget kommer noe senere enn dette. Mao. er muligheten tilstede for at bildet begynner *før* bursten inntreffer. Skaleringen av aksene ble gjort i MATLAB og inngår i A.1.5. I tillegg er det også forsinkelser i elektronikken, men dette antas å være neglisjerbart. Også eventuelle avvik relatert til lyd-hastigheten ville vært for små til å gi slike forskyvninger av hydrofonutslaget.



Figur 6.5: Hydrofonrespons; senterelementet. Responser for tre forskjellige plasseringer, midlet over 16 samplinger. Ved lydaksen er maksutslaget ca $3.4V_{pp}$

På bakgrunn av dette er det naturlig å stille seg kritisk til hvorvidt avstanden mellom hydrofonen og det eksiterte elementet er riktig målt. Små variasjoner av denne lengden vil ha stor innvirkning på

fremstillingen av strålebredden, så det blir nå gitt en redegjørelse som viser at avstanden stemmer.

Responsene vist for $\pm 60.9^\circ$ refererer til målesteg nr. 6 og 78, som inngår i MATLAB-matrisen. Enkle utregninger vil bekrefte at vinklene stemmer. Med totalt 84 målepunkter langs måleaksen, hvor avstanden mellom hvert punkt er 0.3cm, vil øverste responsplott i figur 6.5 referere til en rettlinjet avstand,

$$\sqrt{((84/2 - 6) \cdot 0.3)^2 \text{cm}^2 + 6^2 \text{cm}^2} = 12.35 \text{cm},$$

mellom hydrofon og senterelementet. Denne avstanden svarer til en propageringstid, $t \approx 83.4 \mu\text{s}$. Dvs at utslaget nå bør komme $\Delta t_1 = 43.35 \mu\text{s}$ senere enn for tilfellet ved lydaksen. Ved å studere figur 6.5 ser denne tidsforskyvningen ut til å stemme. Analyse av data tilsier at lydaksereponsen har første maksima ved ca $70 \mu\text{s}$, og ved -60.9° kommer tilsvarende utslag ved ca $113 \mu\text{s}$. Dette gir en forskjell på $43 \mu\text{s}$, altså et avvik på $0.35 \mu\text{s}$ i forhold til Δt_1 . For oversiktens skyld opplyses det at en målefeil på $+0.5 \text{cm}$ mellom hydrofon og kildeelement, ville tilsvart et avvik på $1.5 \mu\text{s}$ i forhold til Δt_1 . M.a.o. er muligheten tilstede for at hydrofonavstanden kan være oppimot 1mm feilmålt. Det er usikkerheter relatert til dette resonementet, men usikkerheten til strålebreddene er også avhengig av egenskaper knyttet til oscilloskopet og hydrofonen. Det blir sett nærmere på dette i kap.9.

I videre drøfting antas det at oscilloskopbildet er "feil" ved at det begynner $30 \mu\text{s}$ før bursten ble eksitert.

En annen ting som er verdt å merke seg, er responskarakteristikken ved lydaksen. Denne viser først to markante og tilsynelatende separate utslag. Det første utslaget har maksimum ved ca $95 \mu\text{s}$, mens det andre har maksimum ved ca $240 \mu\text{s}$. Dersom tiden korrigeres vha. argumentene over, anses den reelle posisjonen til disse maksverdiene å være henholdsvis ca $65 \mu\text{s}$ og $210 \mu\text{s}$. Disse overslagene er riktignok noe upresise, men langt fra vågale. Hensikten nå er å bekrefte at det andre utslaget ikke er relatert til refleksjoner fra vegger, flatkabelen eller vannoverflaten.

- **Veggene:** Diameteren i tønna er 45cm, og arrayen var plassert så nært midten som mulig. Dette betyr at en eksitert bølge som går via veggen og inn i hydrofonen må tilbakelegge en avstand på minst

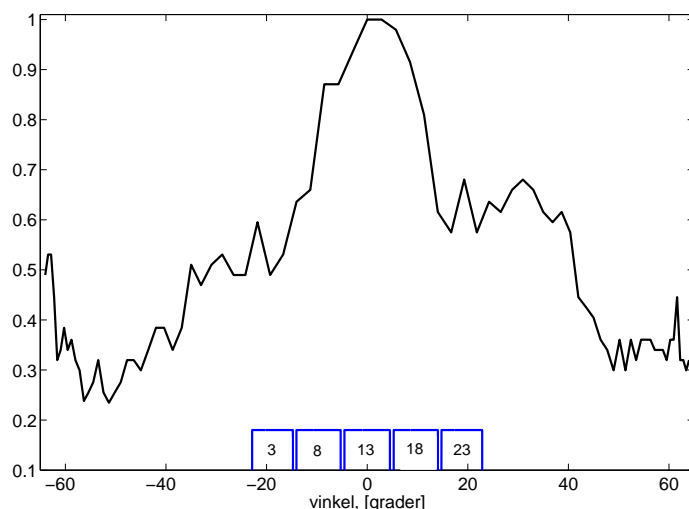
$$d = 2 \cdot \sqrt{22.5^2 + 3^2} \text{cm} = 45.4 \text{cm}$$

Dette svarer til en propageringstid på $\frac{0.454 \text{m}}{1480 \text{m/s}} \approx 0.3 \text{ms}$. Ekkoet burde dermed hatt sitt maksutslag etter ca 0.367ms . Her antas det at maksutslaget inntreffer ved tiden, $t_{max} = d/c + t_B/2$, der t_B er burstens varighet, og c er lyd hastigheten. Dette er ikke alltid tilfelle! F.eks. vil en lang nok burst gi maksutslag ved $t < t_{max}$.

- **Flatkabelen:** Denne lå ca 7 cm unna senterelementet, noe som svarer til at en bølge fra senterelementet til hydrofonen ville ha tilbakelagt en avstand, 15.2cm. Maksutslaget burde derfor vært ved ca 0.133ms.
- **Vannoverflaten:** Avstanden fra senterelementet til overflaten var 22cm, noe som burde gi et maksima ved ca 0.323ms.

Ingen av disse tidene svarer til det andre utslaget ved lydaksen, som vist i fig.6.5. Ekkoer som beskrevet over burde dessuten hatt mindre amplitude enn signaler som kommer direkte fra det eksiterte elementet! Det er derfor grunn til å tro at de to første utslagene ved lydaksen begge er representative for signaler som kommer direkte fra senterelementet. Forøvrig så responsen slik ut bare ved tilfeller nært lydaksen. Ellers var den gitt ved et sammenhengende utslag. Årsaken til at noen av responsene hadde slike splittede topper er ukjent, men kan være relatert til koblingen. Kanskje er det diverse mekaniske belastninger som gir senterelementet et slikt utradisjonelt svingemønster? Å relatere fenomenet til hydrofonens mottakerfølsomhet, ansees som noe vågalt ettersom det senere skal vises at hjørneelementet aldri ga en slik splittet respons.

DIREKTIVITETSPLOTTET, NORMALISERT:



Figur 6.6: Målt direktivitet; senterelementet. Normalisert trykkamplitude som funksjon av vinkler.

Figur 6.6 viser direktiviteten til senterelementet med normalisert amplitude. For tilfeller med splittede topper som diskutert over, er utslaget med størst maksverdi brukt til plottingen. Elementene langs måleaksen er skissert inn i figuren for å beskrive arrayens plassering under målingen. En mer detaljert drøfting rundt dette plottet, følger senere.

6.2.7 Resultater; målinger på hjørneelementet

I likhet med fremstillingen over, blir det nå sett på hydrofonresponsene relatert til denne målingen. Disse blir sammenlignet med responsene i fig. 6.5. Deretter redegjøres direktivitetsplottet for hjørneelementet.

SAMMENLIGNINGER MED HYDROFONRESPONSENE FRA FORRIGE MÅLING:

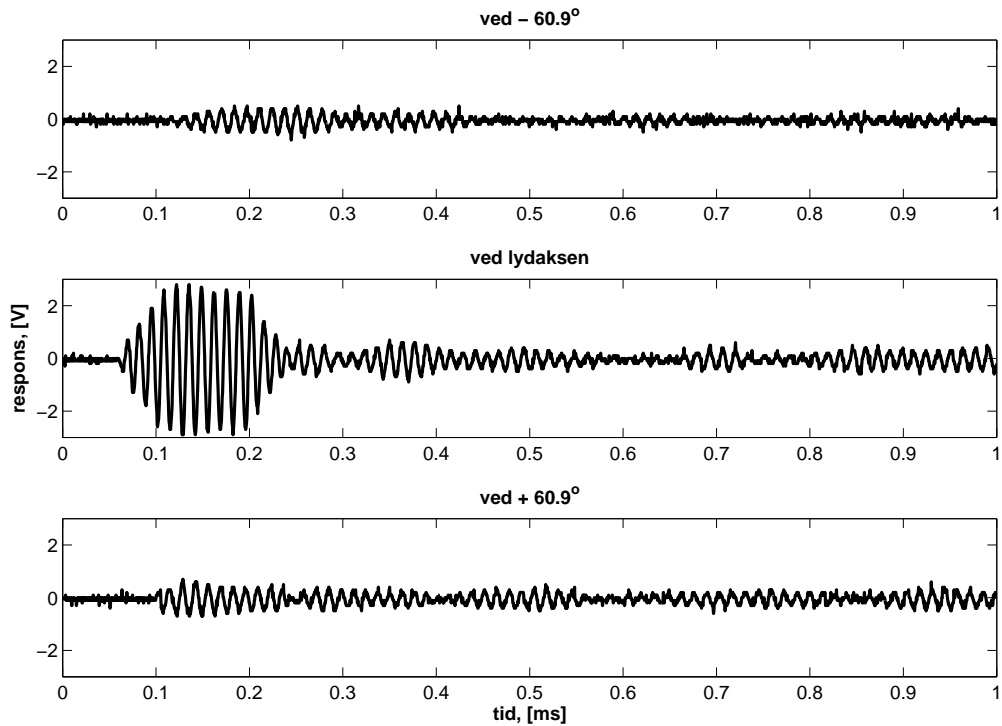
Hydrofonresponsene fra målingen på hjørneelementet er gitt i figur 6.7. Det er her vist tilsvarende eksempler som i figur 6.5, altså responsene ved lydaksen og ved $\pm 60.9^\circ$. Ved å sammenligne disse figurene er det spesielt to fenomener som er oppsiktsvekkende:

For det første viser lydaksereponsen fra hjørneelementet ett utslag, og ikke to etterfølgende utslag som i målingen på senterelementet. Årsaken til at elementene svinger såpass forskjellig, er altså foreløpig ukjent.

For det andre viser figur 6.7 at amplitudene her er større i forhold til målingene på senterelementet i figur 6.5. F.eks er forholdet mellom maksutslagene for hjørne- og senterelementet på lydaksen $5.6V/3.4V=1.65$. Dette til tross for at det i begge målingene ble brukt en eksiteringsamplitude på 10V peak-to-peak. Fenomenet var vanskelig å forklare med tiden og midlene tilgjengelig, men det ble gjort noen spekulative vurderinger for å prøve å løse gåten:

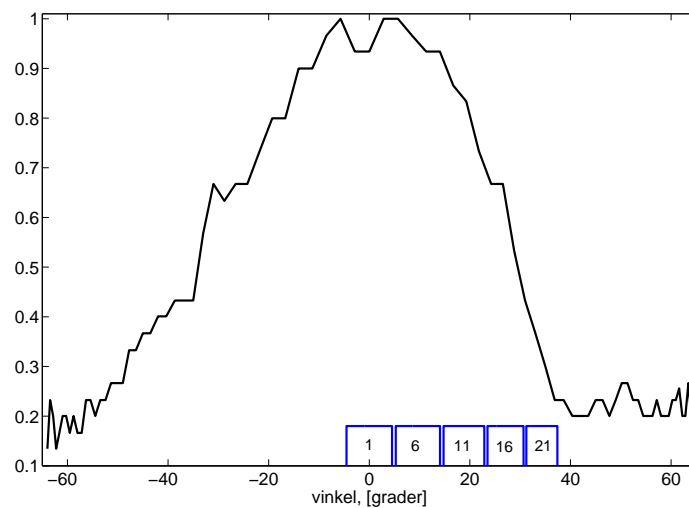
I kap.5 er det vist at senterelementet har større konduktans enn hjørneelementet. Dette betyr at elektriske signaler møte mindre ohmsk motstand i senterelementet. Mao. skulle senterelementet vibrert med størst kraft dersom begge elementene befant seg innenfor identiske rammebetingelser. Men rammebetingelsene er ikke like. Som vist er koblingseffektene minst for hjørneelementet, noe som betyr at andelen av eksiteringsenergien som videreføres herfra til naboelementene er liten. Dessuten har hjørneelementet to sider som grenser til strålingsmediet. Disse forutsetningene bør fremme vibrasjonskraften som hjørneelementet utøver på mediet. Kort fortalt er altså hjørneelementet mindre mekanisk belastet og mindre koblet sammenlignet med senterelementet. Muligens kan dette forklare hvorfor figur 6.7 viser større responser enn figur 6.5.

For å få større innsikt i disse fenomenene burde responskarakteristikkene fra en hydrofon også blitt undersøkt for de øvrige elementene, men dette ble ikke prioritert.



Figur 6.7: Hydrofonrespons; hjørneelementet. Responser for tre forskjellige plasseringer på måleaksen, midlet over 16 samplinger. Ved lydaksen er maksutslaget ca $5.6V_{pp}$.

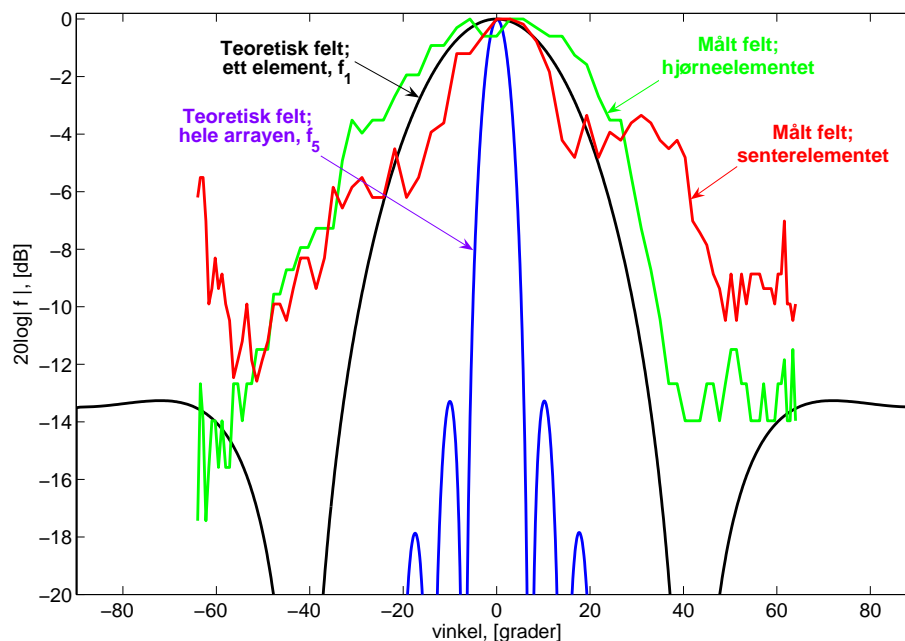
DIREKTIVITETSPLOTTET, NORMALISERT: Figur 6.8 viser direktiviteten til hjørneelementet med normalisert amplitude. Elementene langs måleaksen er skissert inn i plottet for å beskrive arrayens plassering under målingen.



Figur 6.8: Målt direktivitet; hjørneelementet. Normalisert trykkamplitude som funksjon av vinkler.

6.2.8 Drøfting

Påliteligheten til resultatene i figur 6.6 og 6.8 er diskuterbar, først og fremst pga. måleoppløsningen nært lydaksen. Å gjøre slike målinger vha. metodene beskrevet over, innebærer at vinkelavstanden mellom hvert målepunkt øker inn mot lydaksen. Derfor er oppløsningen i figurene best ved store vinkler, selv om det ofte er området rundt lydaksen som er mest interessant å studere. Figur 6.9 viser begge målingene sammenlignet med teoriene beskrevet i kap.6.1. Direktiviteten er nå plottet i dB-skala. Resultatene vedrørende senter- og hjørneelementet blir nå drøftet hver for seg:



Figur 6.9: Målt direktivitet sammenlignet med teoretiske beregninger: Målingene for senter- og hjørneelementet vises rødt og grønt. MATLAB-beregningene for et enkelt element (f_1) og hele arrayen (f_5) vises i svart og blått.

Feltet fra senterelementet:

- Resultatet er noe uventet og ikke minst uklart. Feltet ser ut til å ha en slags utpreget hovedlobe rundt $\theta < |15^\circ|$. Dataene hentet fra oscilloskopet viser at verdiene som er plottet for dette vinkeldomenet, og bare dette vinkeldomenet, baserer seg på hydrofonresponsen med splittede utslag som vist i figur 6.5. Det største, samt seneste av disse to er blitt brukt i plottingen. Dette medfører at direktiviteten i domenet, $\theta < |15^\circ|$ er basert på en annen signaltipe sammenlignet med resten av plottet. For $\theta > |15^\circ|$ besto hydrofonresponsene bare av ett utslag. Spørsmålet blir da: Burde direktiviteitsplottet basert seg på det minste av disse to utslagene, og ikke det største? I så fall ville senterelementet gitt et felt med en mye bredere hovedlobe. I tillegg ville det som minner om en sidelobe ved $\theta < -50^\circ$, hatt en maksverdi opp mot -2dB.

Uansett hvordan det velges å plote direktiviteten, er den splittede hydrofonresponsen urovekkende. Ved tidreverserende målinger er en avhengig av at utsendte trykkbølger samsvarer med de påtrykte fase-signalenes intensjoner. Av bursten brukt over, skulle en ikke forvente et slikt splittet signal ut fra senterelementet.

- Uansett hvilken av de to splittede toppene som brukes i plottingen, vil feltet avvike fra teorien. Dette kan være forbundet med koblingseffektene. Dersom de andre elementene hadde vibrert med samme fase som senterelementet, skulle hovedloben vært smalere og jevnere. Men fasene fra nabo-elementene er forskjøvet i forhold til senterelementet, og denne forskyvningen øker med avstanden mel-

lom eksitert og pårørende element. Det er derfor vanskelig å vite hvordan de pårørende elementene egentlig innvirker på direktiviteten.

- Sterke nok koblingseffekter vil dessuten medføre at senterelementet kan betraktes som en kilde med større fysisk utstrekning enn elementet i seg selv. Kanskje vil dette innvirke på Rayleigh-avstanden, altså avstanden hvor fjernfeltet gjør seg gjeldende. Arrayen har et areal på ca 25cm^2 . For en enkel kilde av denne størrelsen vil fjernfeltet være nådd ved ca 12.5 cm dersom bølgelengden er uforandret i forhold til målingene over. Derfor bør det ikke utelukkes at resultatet kan være preget av nærfeltsfenomener, selv om dette ansees som en vågal hypotese.

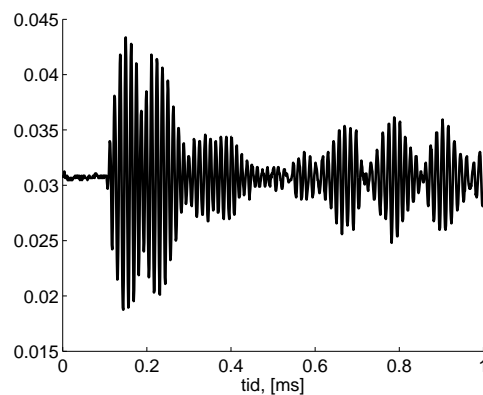
Feltet fra hjørneelementet:

- På forhånd var det forventet at senterelementet skulle gi smalest strålebredde ettersom koblingseffektene her er større enn for hjørneelementet. På bakgrunn av drøftingen over, er det vanskelig å fastslå om dette er tilfellet eller ikke. Strålebredden relatert til senterelementet avhenger av hvilke hydrofon signaler som legges til grunn når feltet skal skisseres. For hjørneelementet var hydrofonresponsene derimot entydige og dermed lettere å dra nytte av.
- Direktiviteten til hjørneelementet har en mer tradisjonell fasong sammenlignet med målingen på senterelementet. Dette styrker nærfeltshypotesen diskutert over ettersom hjørneelementet ikke er like koblet som senterelementet.
- Det å relatere den mekaniske koblingen mellom elementene til konkrete direktivetsfenomener, viser seg å ikke være særlig innlysende. En bedre måte å få svar på slike spørsmål, kunne vært å sammenligne målingene over med målinger gjort på ett enslig element. Imidlertid viser direktiviteten til hjørneelementet i figur 6.8 at kurven faller brattere for $\theta > 0$ enn for $\theta < 0$. Dette kan ha sammenheng med at alle de pårørende elementene befinner seg i området $\theta > 0$, og at koblingen derfor er ekstra merkbar her.

6.2.9 Videre analyse: Direktivitetsmålinger med en måleavstand på 14 cm

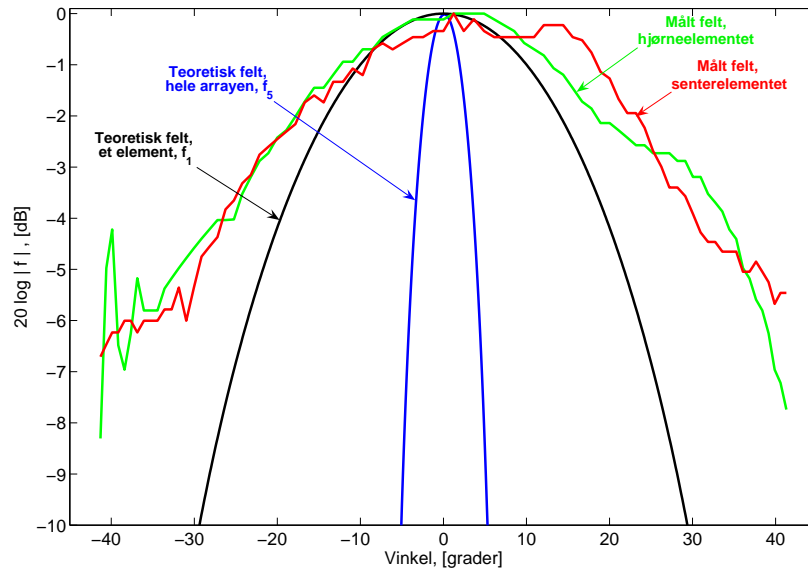
Særlig på grunnlag av målt direktivitet for senterelementet i figur 6.6, kunne det vært interessant å se hvordan feltene så ut ved en større måleavstand. Det ble også gjort målinger for avstanden, 14cm , mellom eksitert element og hydrofon. En slik måleavstand skulle tilsvare et vinkeldomene på ganske nøyaktig $\pm 42^\circ$. Metodene i disse målingene er de samme som i 6.2.8, men grunnet knappe tidsrammer er ikke redegjørelsen like grundig her.

Figur 6.10 viser hydrofonresponsen ved lydaksen da det ble målt på senterelementet. Den vertikale akse er ikke korrigert i dette plottet, men beskriver inngangsspenningen på hydrofonen. Poenget er at det ved denne måleavstanden også ble påvist splittede utslag ved lydaksen. Denne gangen var derimot det første utslaget alltid noe større enn det andre, noe som er motsatt av figur 7.5. Årsaken til dette er foreløpig ukjent.



Figur 6.10: Måling på senterelementet; hydrofonrespons ved lydaksen. Måleavstanden er 14 cm

Figur 6.11 viser direktiviteten til både senterelementet og hjørneelementet, plottet i dB-skala sammen med de teoretiske beregningene i kap.6.1. Den røde kurven, som representerer senterelementet, er plottet på grunnlag av det første av de to hydrofonutslagene diskutert over. Direktiviteten er nå mer oversiktlig i forhold til forrige måling.



Figur 6.11: Målt direktivitet sammenlignet med teoretiske beregninger. Måleavstand: 14cm. Målingene for senter- og hjørneelementet vises rødt og grønt. MATLAB-beregningene for et enkelt element(f_1) og hele arrayen(f_5) vises i svart og blått.

6.2.10 Oppsummering av direktivitetmålingene i vann

Resultatene for disse direktivitetmålingene, både ved 6cm- og 14cm-lydakseavstand, viser først og fremst at strålebredden for ett eksitert element er større enn hva teorien tilsier. Dette forutsatt at maksverdier til beslektede signaler brukes til plottingen. Det ble ikke prioritert å kartlegge disse strålebreddene presist ettersom feltet ikke er symmetrisk om $\theta = 0$, men f.eks kan hjørneelementet se ut til å ha en -3dB-bredde mellom 50° og 60° . Til sammenligning er -3dB-bredden til f_1 lik 34° . De underliggende mekanikkene for en slik tilsynelatende økning i strålebredde, er foreløpig ikke fullstendig kartlagt. Økt strålebredde kan i hovedsak være relatert til koblingsbidraget fra de øvrige arrayelementene i den forstand at disse har faser som avviker i forhold til det operative elementet. Resultatene har uansett vist noe som på forhånd var ønskelig. Nemlig at koblingen *ikke* innskrenker arrayens fasestyringsdomene til det ubrukelige.

6.3 Eksperimentelle direktivitetmålinger i vann, med stålplaten plassert på arrayen

6.3.1 Motivasjon

Ettersom det på sikt jobbes mot å gjøre målinger på en olje/vann-separator i form av en ståltank på havbunnen, var det ønskelig å undersøke direktiviteten med en stålplate plassert på arrayen. Stålplaten er den samme som ble brukt i koblingsmålingene i kap.5.4. Selv om måleoppsettet som følger er veldig forskjellig i forhold til praktiske anvendinger på en separator, vil resultatene her forhåpentligvis gi nyttige svar. Formålet er i hovedsak å se hvordan arrayen virker i kontakt med stål.

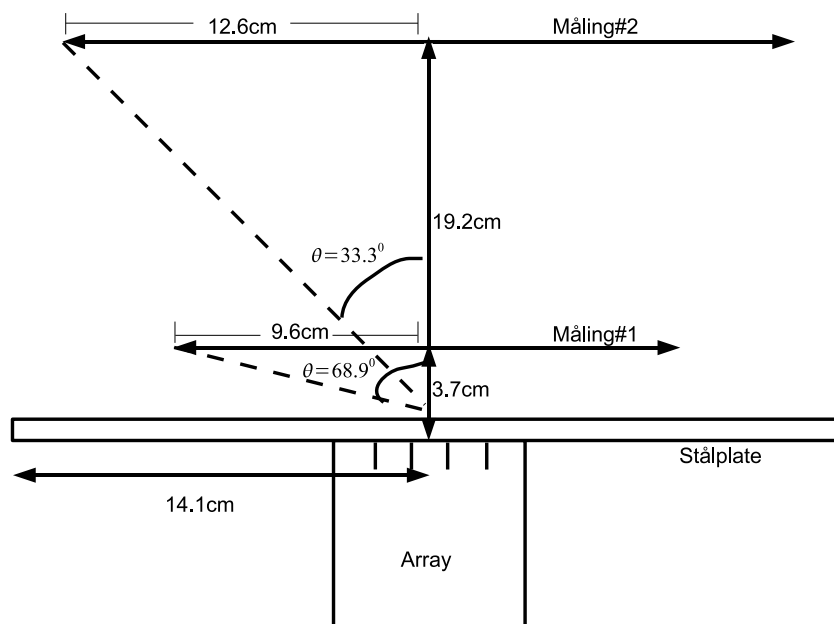
6.3.2 Utstyr

Utstyret brukt i dette eksperimentet er identisk med målingene i kap.6.2, med to unntak:

- 1 Stålplaten ble tatt i bruk. Denne ble plassert på arrayen slik at platens og senterelementets midtpunkt var sammenfallende. Stålplaten har en tykkelse på 1.2cm, og de øvrige spesifikasjonene for denne er vedlagt i B.1.
- 2 For å oppnå tilstrekkelig lydforplantning i vannet, ble det brukt en "ENI" utgangsførsterker av typen, 240L RF Power Amplifier, mellom signalgeneratoren og arrayen. Førsterkeren skalerte opp signalene med 50dB, og er anvendbar for frekvenser mellom 20kHz og 10Mhz. Videre opererer den bare med rms-spenninger.

6.3.3 Måleoppsett og metode

Med unntak av at det nå blir brukt en utgangsførsterkeren til eksiteringen, er det instrumentelle oppsettet likt med målingene i 6.2. Eksiteringsbursten er på 10 perioder, repetert hvert 50ms. Frekvensen brukt her er den samme som i 6.2, altså 76kHz. Derimot var amplituden større som følge av utgangsførsterkeren. Signalgeneratoren sendte ut en spenning $20mV_{rms}$. Oscilloskopet viste da en burst med amplitude $40V_{pp}$.



Figur 6.12: Vinkeldomener for direktivitetmålingene med stålplaten: Figuren viser stålplaten plassert på arrayen. Det ble gjort to direktivitetmålinger hvor avstandene mellom senterelementet og hydrofonen ble satt til 3.7cm og 19,2cm. Dette tilsvarer vinkeldomener på henholdsvis $\pm 68.9^\circ$ og $\pm 33.3^\circ$

Det ble nå bare målt på senterelementet. Dette ble gjort for to forskjellige avstander mellom hydrofonen og arrayen. Det ble ikke gjort målinger på hjørneelementet i denne sammenheng. Først og fremst av

tidsmessige årsaker, men også fordi evt avvik mellom disse to elementene ville vært vanskelig å relatere til koblingseffekter. Dette ettersom stålplaten i stor grad kan ansees som en lydkilde i seg selv. Figur 6.12 viser måleddimensjonene for de to kommende direktivitetmålingene.

6.3.4 Forventning

Lengdene mellom hydrofonen og arrayen er noe tilfeldig valgt. Det viktigste var at disse avstandene skulle være nokså forskjellige. Dette begrunnes med at stålplaten til en viss grad kan ansees som en lydkilde i seg selv, og vil derfor kanskje bidra til nærfeltsfenomener i lydfeltet. Dersom stålplaten hadde hatt piezoelektriske egenskaper med et polarisert, elektrisk felt i tykkelsesretningen, og deretter blitt direkte eksitert fra signalgeneratoren, ville platen som lydkilde gitt et fjernfelt først ved

$$\frac{A}{\lambda} = \frac{0.282m \cdot 0.119m}{0.02m} \approx 1.7m$$

Dette er riktignok ikke helt korrekt ettersom denne fjernfeltsdefinisjonen helst bare anvendes i sammenheng med sirulærer eller kvadratiske kilder. Uansett ansees en slik Rayleigh-avstand som urealistisk for gjeldende måleoppsett fordi stålplaten nå fungerer som et koblingslag på arrayen. Derimot er det mulig at måleavstandene, 3.7cm og 19.2cm, vil ligge innenfor noe som minner om et nærfelt fordi det faktisk er stålplaten som overfører akustisk energi ut i vannet. Dersom dette er tilfellet, er det ekstra hensiktsmessig å måle direktiviteten for to forskjellige avstander. Lydfeltets vinkelfordeling vil nemlig være avhengig måleavstanden dersom målingene gjøres i nærfeltet.

Måleresultatene vil dessuten avhenge av den longitudinelle egenfrekvensen til stålplaten. Ettersom platen fungerer som et koblingslag vil den påvirke den mekaniske impedansen som arrayelementet ser mot strålingsmediet. Denne impedansen er gitt som [19]

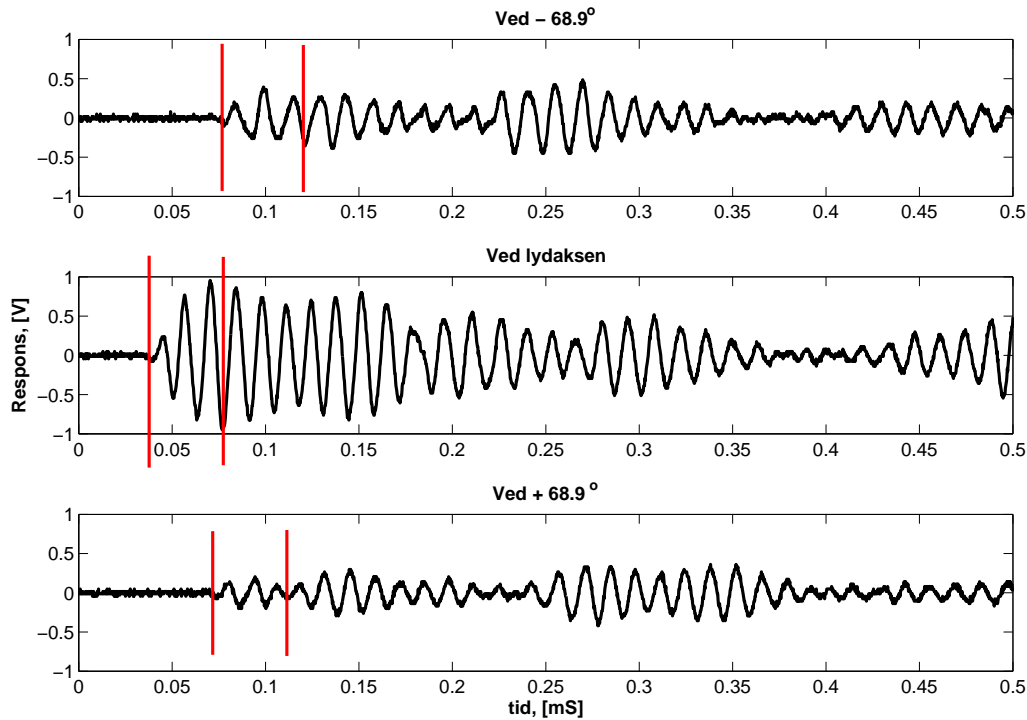
$$Z_{in} = \frac{(Z_k/Z_0) + i \cdot \tan(k_k l)}{1 + i(Z_k/Z_0)\tan(k_k l)} \cdot Z_k \quad (6.6)$$

Her er Z_k og Z_0 karakteristiske impedanser for henholdsvis stål og vann. l er tykkelsen på stålplaten, mens k_k er stålets bølgetall. Ligning 6.6 er forenklet ved å anta at lydforplantningen skjer i plane bølger, og at alle tre mediene berører hverandre gjennom like store kontaktareal. Denne ligningen forteller at den akustiske impedansen som kilden vil se inn i vannet via stålplaten, vil variere periodisk med $k_k l$. Mao. er stålplatens egenfrekvens av stor betydning. Det ble imidlertid ikke prioritert å måle platens frekvensrespons ettersom rammene for dette eksperimentet er såpass forskjellig fra en reell situasjon med en olje/vann separator.

Frekvensen diskutert over, omhandler tykkelsessvingninger. I motsetning til arrayelementene har stålplaten flat form, dvs. et D/T-forhold mye større enn 1. Det er derfor forventet at skjærbølger i stålplaten vil gjøre seg gjeldende når arrayelementet eksiteres. Dette kan komplisere analyseringen av de mottatte signalene på hydrofonen.

6.3.5 Resultater; måleavstand på lydaksen: 3.7cm

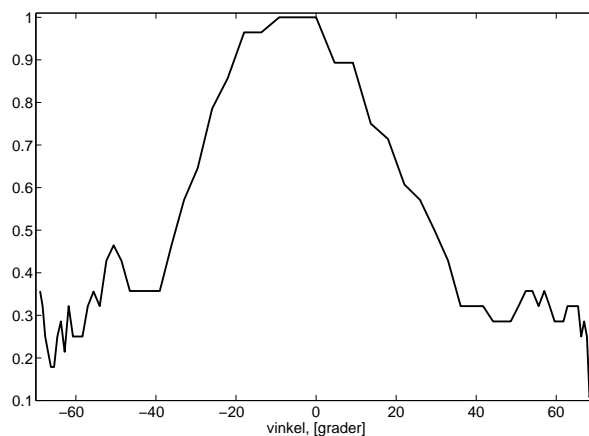
Figur 6.13 viser hydrofonresponsene som resultatet baserer seg på. Disse var langt fra like oversiktlig som for målingene uten stålplaten i kap.6.2. Responsene under viser ingen dominerende utslag som i fig. 6.5 og 6.7. Dette henger nok sammen med at flere svingemoder fra stålplaten nå gjør seg gjeldende. Å identifisere alle disse modene vha. hydrofonresponsen, ble ikke vektlagt. Forhåndstestinger hvor hydrofonen ble beveget langs måleaksen manuelt, viste imidlertid at de første 3 periodene av responsen var enkle å følge med på. Innenfor disse periodene viste signalet ingen spontane hopp ved små forflytninger. Det er grunn til å tro at disse representerer longitudinelle svingninger ettersom de tas opp av hydrofonen først. Figur 6.13 viser to røde vertikale linjer i hvert plott. Det er maksverdiene innenfor disse linjene som er blitt brukt til å plote direktiviteten.



Figur 6.13: *Hydrofonresponser; stålplate plassert på arrayen. Responsene er midlet over 16 samplinger. Måleavstanden ved lydaksen er 3.7 cm.*

Også for disse målingene er det sannsynlig at oscilloskopbildet begynner før bursten inntreffer. Tilsvarende utregninger som gjort i kap.6.2.6, hvor det nå tas hensyn til lydshastigheter i stål og vann, indikerer at tiden i figur 6.13 er forskjøvet med ca $20\mu s$. En kontrollsjekk av utslagstidene for å bekrefte at avstanden mellom arrayen og hydrofonen er riktig målt, blir imidlertid vanskelig å gjennomføre her. Dette fordi stålplaten i mindre grad kan betraktes som en punktkilde. D.v.s. at det er usikkert om de mottatte signalene kommer direkte fra stålplaten sentrum dersom hydrofonen er plassert til side for lydaksen.

Figur 6.14 viser direktivhetsplottet. Her er det antatt at avstanden mellom hydrofonen og arrayen er riktig målt. Denne avstanden er altså 3.7cm, d.v.s. 2.5cm fra stålplaten til hydrofonen.

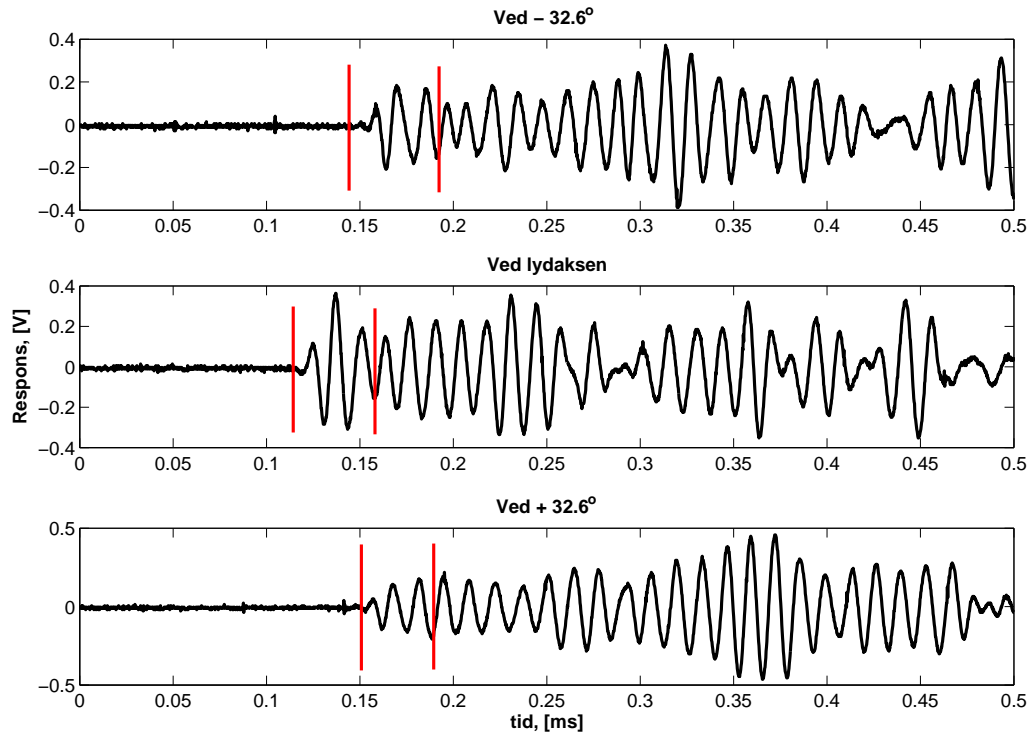


Figur 6.14: *Målt direktivitet(normalisert) via stålplaten, målt fra en avstand, 3.7cm, fra arrayen.*

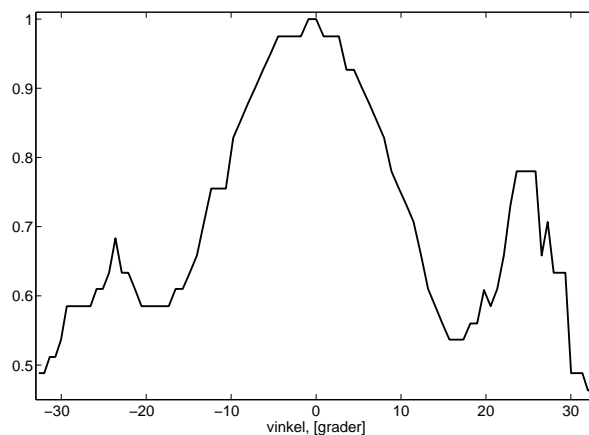
6.3.6 Resultater; måleavstand på lydaksen: 19.2cm

Figur 6.15 viser responser for gjeldende måling, fra lydaksen og nesten ved $\pm 32.6^\circ$ som nesten er ved ytterpunktene. En skulle vente at amplituden på hydrofonresponsene nå ble lavere i forhold til forrige måling ettersom at måleavstanden er større. Dette stemmer for tilfellene nært lydaksen, men forskjellene er ikke like merkbar ut ved sidene. Sidelobenivået blir dermed større i denne målingene.

Det normaliserte direktivitetsplottet vises i figur 6.16. Det gjøres oppmerksom på at begge aksene viser en kortere skala i forhold til figur 7.14.



Figur 6.15: *Hydrofonresponser; stålplate plassert på arrayen. Responsene er midlet over 16 samplinger. Måleavstanden ved lydaksen er 19.2cm.*



Figur 6.16: *Målt direktivitet via stålplaten, målt fra en avstand, 19.2cm, fra arrayen.*

6.3.7 Drøfting

Selv om det i disse målingene er brukt en relativt liten stålplate og ikke en reell separatortank, ansees resultatene å gi nyttige svar. For det første er det blitt vist at lyden lar seg detektere etter å ha blitt transmittert via stål. For det andre er det vist at signalene som tas opp av hydrofonen er nokså uoversiktlige i forhold til målingene uten stålplaten. Dette er nokså innlysende ettersom det forventes refleksjoner innad i stålet som medvirker til at platen vibrerer. Imidlertid kan andvendelsespotensialet til enhver transduser forbedres ved å kartlegge karakteristikene til disse utgangssignalene. F.eks. viser målingene over at visse sett av beslektede signaler faktisk kan gi et oversiktlig lydfelt, og dette er nødvendig dersom ekkosignaler skal analyseres. En uoversiktlig direktivitet gjør det vanskelig å identifisere et innkommende signal.

Å relatere koblingseffekter til direktivitetsfenomener blir vanskelig også i denne sammenhengen. Koblingseffektene vil riktignok ha innflytelse på signaler som eksiteres ut av arrayen, men når disse signalene blir transmittert gjennom stålplaten er koblingsbidragene vanskelig å kartlegge. Også her kunne det vært interessant å undersøke hvordan resultatene hadde sett ut dersom det eksiterte elementet ikke var koblet.

6.4 Teoretiske beregninger i MATLAB: 7x7 elementer

I forbindelse med KMB-prosjektet er det planlagt å benytte en array med 7x7 elementer, noe som bl.a. vil øke fasestyrings rekkevidde sammenlignet med en 5x5-løsning. Det presiseres at det i denne sammenhengen ikke er nok å bare øke elementantallet da dette i hovedsak kun påvirker strålebredden. Som nevnt i kap. 2.2.4 må størrelsen på arrayelementene reduseres dersom "fasestyringsdomenet" skal utvides.

Denne nye konstruksjonsløsningen, bestående av 49 elementer, vil omhandle en kvadratisk array med lengden, $R = 51.4mm$, som tidligere. Beslutningen vedrørende elementdimensjonene er ikke fastslått foreløpig, men i denne fremstillingen er det antatt at disse har en sidelengde, $L' = 6.8mm$. Dette svarer til en innbyrdes senteravstand, $d' \approx 7.43mm$, mellom elementene (Bokstavene L og d er merket for å presisere at det her dreier seg om 7x7 elementer).

6.4.1 Synsfeltet

I forkant av denne direktivitetsanalysen for en 7x7-array, er det antatt at synsfeltet forblir uforandret selv om overflaten til enkeltelementene nå er blitt mindre. Synsfeltet avhenger av bølglengden, $\lambda = c/f$, slik at dette området kan omdefineres til, $-f/c \leq u \leq f/c$. Antagelsen baseres på at den aktuelle endringen av elementets overflateareal vil medføre neglisjerbar økning av dets resonansfrekvens. Argumentasjonen for denne påstanden bygger på FEMP U3.1-målingene i kap. 4.1.1. Ved å studere figur 4.2 kan det virke som at resonansfrekvensen øker når D/T-forholdet reduseres fra 1/2 til 1/8 (der T er konstant). Denne økningen ansees imidlertid å være for liten til å gi kritisk endring av synsfeltet. Derimot vil en evt. endring av elementtykkelsen, T, ha mer betydelig innflytelse på resonansfrekvensen. Dette blir drøftet i 6.4.5.

6.4.2 Direktivitet fra ett element

Med unntak av elementstørrelsen, baseres disse beregningene på samme rammebetingelser som i kap. 6.1. Sees det bort fra koblingseffekter, samt at elementet ikke er mekanisk belastet, beregnes direktiviteten, $g_1(u)$, v.h.a. foldingsteoremet:

$$g_1(u) = L'_x \text{sinc}(\pi u L'_x) = 0.0068 \text{sinc}(\pi u 0.0068) \quad (6.7)$$

Merk: Også her ble amplituden normalisert i forkant av plottingen. Forøvrig viser lign 6.4 og 6.3 at $g_1(u)_{maks} < f_1(u)_{maks}$. Dette ettersom resultatkraften, $F = \int P \cdot dA$ utført på strålingsmediet reduseres når elementets overflateareal, A, minskes. Tilsvarende virkning bekreftes av FEMP U3.1-simuleringene vist i figur 4.2, hvor det vises at konduktansen faller som konsekvens av reduserte D/T-forhold.

6.4.3 Direktivitet fra hele arrayen

Direktiviteten til denne arrayen gis som:

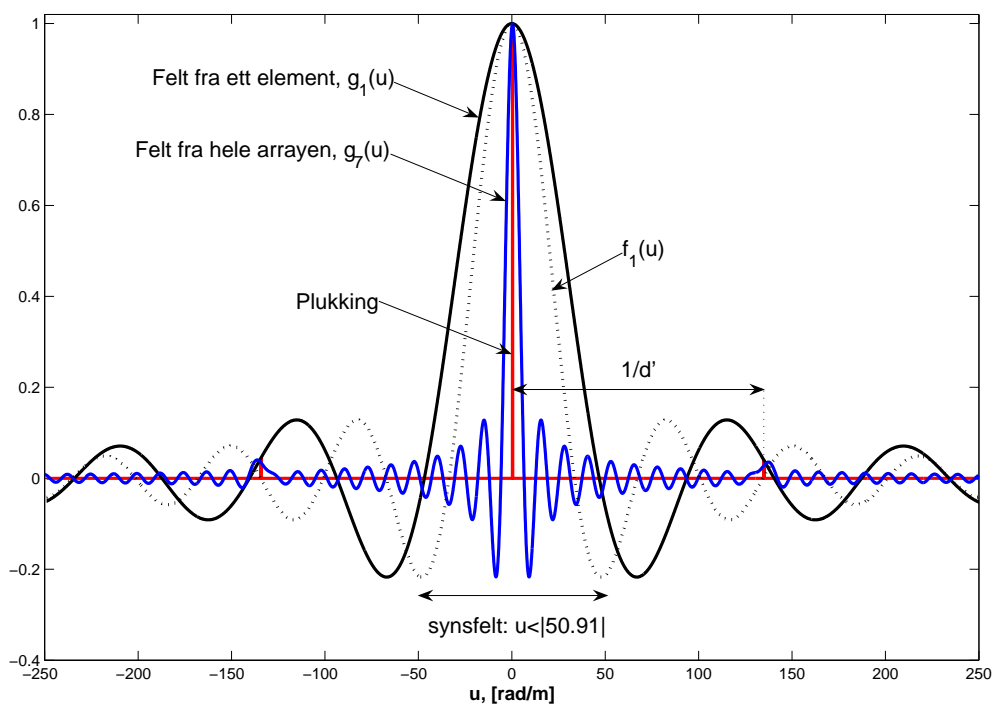
$$g_7(u) = \left[L'_x L'_y \text{sinc}(\pi u L'_x) \cdot \frac{1}{d'_x} \frac{1}{d'_y} \text{comb}(1/d'_x) \right] * R_x R_y \text{sinc}(\pi u R_x) \quad (6.8)$$

$$= \left[0.0068^2 \text{sinc}(\pi u 0.0068) \cdot \frac{1}{0.00743^2} \text{comb}(1/0.00743) \right] * 0.0514^2 \text{sinc}(\pi u 0.0514)$$

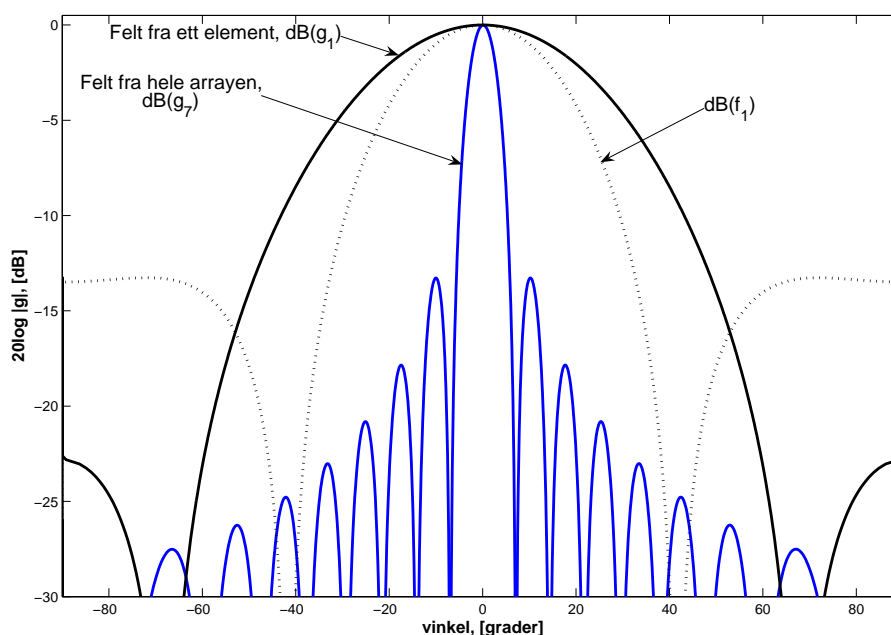
6.4.4 Betraking av MATLAB-beregningene

Figur 6.17 viser det utstrålte feltet, $g_7(u)$, i blått. Forskjellene i forhold til $f_5(u)$, i figur 7.1, er i hovedsak gitt ved at $1/d' > 1/d$. Dette gir større avstand mellom gitterlobene når arrayen består av 7×7 elementer i stedet for 5×5 . Hovedlobene til g_7 og f_5 har tilsynelatende identiske strålebredder. Teorien tilsier imidlertid at disse er ulike grunnet forskjellige interferensbidrag fra gitterlobestrukturen.

Figur 6.18 viser direktivitetens vinkelfordeling innenfor synsfeltet, plottet i dB-skala; $g(u) \rightarrow dB(g(\theta))$, $dB(g(\theta)) = 20 \log|g(\theta(u))|$. Forskjellen på sidelobenivået er neglisjerbart i forhold til 5×5 -løsningen. Derimot vil det nå være flere sidelobes som gjør seg gjeldende fordi g_1 har større strålebredde sammenlignet med f_1 .



Figur 6.17: Direktiviteten i u -rommet, plottet i MATLAB. $g_1(u)$ vises i svart. Til sammenligning vises $f_1(u)$ fra figur 6.1 v.h.a. den stiplede kurven. $g_7(u)$ er representert i blått, og plukkefunksjonen i rødt.



Figur 6.18: Direktivitet i dB som funksjon av vinkelen, plottet i MATLAB. $dB(g_1(\theta))$ vises i svart. Til sammenligning vises $dB(f_1(\theta))$ v.h.a. den stiplede kurven. $dB(g_7(\theta))$ er vist i blått.

Diverse egenskaper ved arrayen er nå forbedret i forhold til 5x5-løsningen:

- $1/d' \approx 2.7/\lambda \approx 136\text{rad}/m$. Dette betyr at arrayen nå må fasestyres ca $\pm 150^\circ$ før gitterlobene dukker opp i synsfeltet. En slik dreining er selvsagt utelukkende i praksis da det i teorien bare gir mening å fasestyre innenfor domenet, $-90^\circ < \theta < 90^\circ$. For 5x5-løsningen gjelder $1/d \approx 1.93/\lambda \approx 97.6\text{rad}/m$. Her vil gitterlobene dukke opp når arrayen fasestyres ca $\pm 84^\circ$.
- "Fasestyringsdomenet" er utvidet. Strålebredden forbundet med ett element, $g_1(u)$, er nå betydelig større i forhold til $f_1(u)$ fra 5x5-løsningen. Basert på MATLAB-beregninger har -3dB-bredden økt fra 34.08° til 48.40° . Videre har $g_1(u)$ nullpunkter ved $u = \pm 46.8$, altså ca $\pm 68^\circ$. Til sammenligning har tilsvarende lobe vedrørende 5x5-løsningen nullpunkter ved ca $\pm 42^\circ$. Denne, altså $f_1(u)$, er vist v.h.a. den stiplede kurven i figur 7.7.

6.4.5 Drøfting vedrørende kobling og konstruksjon

Hvorvidt en array med koblede elementer som vist i figur 3.4 er egnet for tidsreversering, gjenstår å se. Den endelige konstruksjonsløsningen av en 7x7-array er ikke bestemt foreløpig. Robusthet bør vektlegges da arrayen er tiltenkt å befinne seg i tøffe omgivelser over lang tid. En annen utfordring blir å begrense koblingen ytterligere. For å minske koblingen mellom elementene, ville det vært fordelaktig å redusere tykkelse på det midtre planet som holder arrayen sammen. Imidlertid vil dette gjøre konstruksjonen mindre robust.

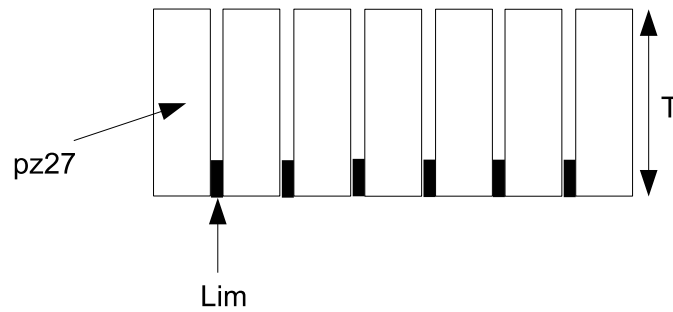
Et annet alternativ, fremmet av prof. Halvor Hobæk ved IFT, omhandler en løsning hvor elementene i større grad er uavhengige av hverandre. Denne ideen går ut på å kutte opp 49 separate elementer. Disse kan f.eks. limes sammen i bunnen, som vist i figur 6.19. En slik løsning vil sannsynligvis redusere koblingen mellom elementene da det forutenom limet bare er luft mellom dem.

Det kan videre være ønskelig å redusere bølgelengden, da dette øker bredden på synsfeltet. En slik justering vil gi mer informasjon innenfor det reelle vinkeldomenet, eller sagt på en annen måte; En økning av synsfeltet gir skarpere lobes.

Å redusere bølgelengden kan oppnås ved å tilpasse elementene slik at deres resonansfrekvens øker. I figur B.1 i vedleggskapitlet er det vist at diameteren, D , tykkelsen, T , og resonansfrekvensen, f , for et element er entydig relatert ved en gitt svingemode. Med dette menes det at:

$$D/T = a \Rightarrow fT = b$$

a og b er konstanter. Mao. er produktet av f og T konstant for et gitt D/T -forhold, vedrørende en bestemt svingemode. I denne sammenhengen kan det derfor være aktuelt å gjøre T mindre.



Figur 6.19: *Forslag til konstruksjonsløsning av arrayen. Luft mellom elementene med unntak av lim i bunnen.*

Kapittel 7

Ekkoregistrering

I forrige kapittel ble direktiviteten til arrayen undersøkt. I dette kapitlet fremlegges målinger vedrørende arrayens evne til å motta ekkosignaler med opphav fra arrayens egen eksitering. I denne sammenhengen blir senterelementet eksitert når en reflektor befinner seg på lydaksen. Følgelig blir det undersøkt hvorvidt de resterende elementene klarer å registrere det påfølgende ekkoet. Det blir først gitt en redegjørelse av de koblingsrelaterte signalene fra de passive, pårørende elementene. Deretter fremlegges målinger vedrørende mulighetene for ekkodeteksjon.

7.1 Motivasjon

Evt. målinger på en separator krever først og fremst en array med egenskaper som åpner for konsis signaloverføring. M.a.o. må de eksiterte signalene som forplantes utover i strålingsmediet stemme overens med intensjonene. På samme måte må mottatte, elektriske signaler ikke være misvisende i forhold til relaterte, innkomne trykkbølger. Riktignok kan arrayens anvendbarhet forbedres ved å bearbeide styringselektronikken, men det er først og fremst arrayens fysiske og geometriske struktur som danner grunnlaget for kvaliteten på signaloverføringen.

Det er blitt vist at arrayens direktivitet avviker i forhold til forventninger basert på teoretiske beregninger, og det er grunn til å tro at dette avviket i stor grad skyldes den mekaniske koblingen mellom elementene. Men vil denne koblingen ha noe å si når arrayen mottar trykkbølger fra strålingsmediet? Svaret er både ja og nei! Ved en enkel puls-ekko måling, er det innlysende at ekkoet vil ha svakere trykkamplitude enn det eksiterte signalet. Dette grunnet spredning og absorpsjon i strålingsmediet. D.v.s at når et arrayelement eksiteres, kan en påfølgende ekko-deteksjon bli problematisk dersom naboelementene preges av eksiteringsrelaterte ettersvingninger i det ekkoet treffer arrayen. Dette kan medføre at det innkommende ekkoet overdøves av eksiteringen. Derfor er det viktig å kartlegge varighet og form på koblingsrelaterte signaler fra de passive naboelementene.

7.2 Utstyr

- Transduserkonstruksjonen
- Plasttønnen med diameter 45cm og høyde 62cm.
- Signalgenerator. Type Agilent 33220A
- Digital plotter (brukes bare som oppheng)
- Hydrofon. Type 8103 fra Brüel & Kjær
- Oscilloskop. Type Tektronix TDS 2002B. Kobles til PC via GPIB
- Wolframkarbidkule med diameter 38.1mm
- Matlab

7.3 Koblingsrelaterte signaler fra passive, pårørende elementer

Det blir nå sett på elektriske signaler som hentes ut fra de passive elementene når senterelementet blir eksitert. Forhåpentligvis vil formen og varigheten på disse signalene gi en indikasjon på hvorvidt et innkommende ekko vil overdøves eller ikke. Målingene er gjort i vann, *uten* stålplaten.

7.3.1 Måleoppsett og metode

Måleoppsettet og metoden her var tilsvarende som for koblingsmålingene i vann vist i kap.5.3. Dvs. at arrayen ble plassert i ferskvann nedi plasttønne. Senterelementet ble så eksitert vha. signalgeneratoren med en sinusformet burst på 76kHz i 10 perioder, repetert hvert 50ms. Spenningsresponsen fra andre elementer ble følgelig vist i oscilloskopet.

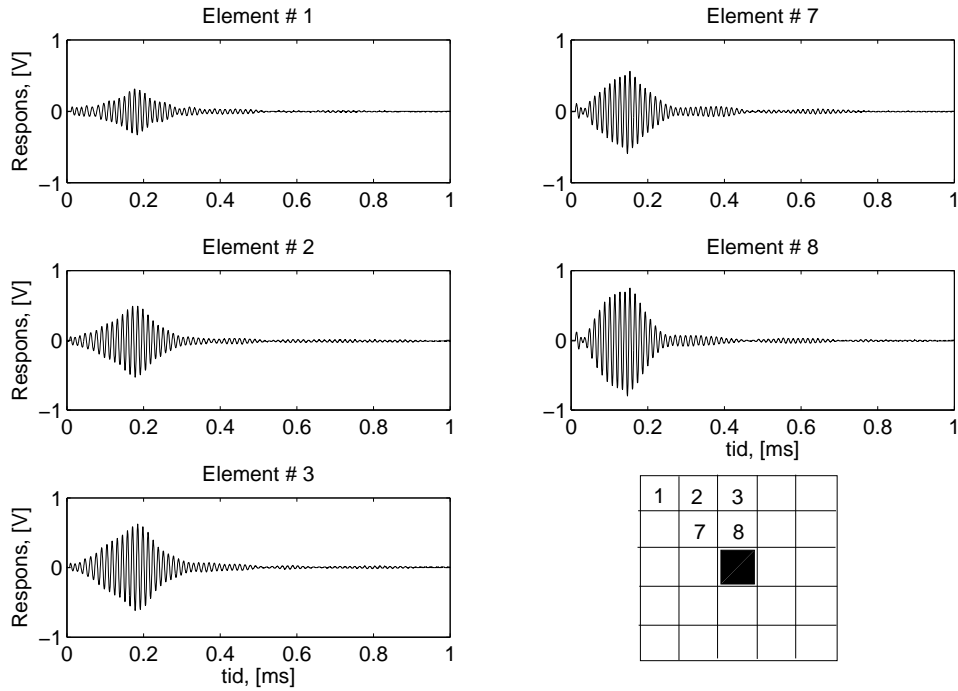
En endring i forhold til metodene beskrevet i kap.5.3, er at senterelementet nå ble eksitert med $10V_{pp}$, og ikke $2V_{pp}$. Dette av to grunner: For det første ble direktivitmålingene i kap.6.2 gjort med en eksiteringsamplitude på $10V_{pp}$. Det kan derfor være greit å forholde seg til tilsvarende rammebetingelser også når en skal undersøke egenskaper ved mottak. For det andre er det interessant å se hvorvidt maksamplituden fra de pårørende elementene øker når eksiteringsamplituden justeres opp fra $2V_{pp}$ til $10V_{pp}$. I luft så denne økningen ut til å være lineær, trolig fordi luften ikke gir særlig mekanisk belastning på arrayen. I vann ansees denne belastningen derimot å være betydelig større, så forholdet mellom senterelementets påtrykte burstamplitude og naboelementenes spenningsrespons bør sjekkes.

7.3.2 Forventning

Selv om koblingen ble undersøkt i kap.5, ble ikke formen på de koblingsrelaterte signalene redegjort. Imidlertid ble det gitt to eksempler på slike signaler i figur 5.3 og 5.9. Disse viser hvordan element nr. 8 responderer på et eksitert senterelement når målingene ble gjort i luft. Figurene sammenligner denne responsen med og uten ekstern elektrisk belastning. Den elektrisk belastningen viste seg å medføre at spenningsresponsen fra elementet fikk redusert amplitude, men *varigheten* på signalet var lik for begge tilfeller, dvs $t \approx 0.3ms$. Tilnærmet lik varighet ble også observert når koblingen ble undersøkt i vann. Mao. ser det ut til at en ekstern belastning ikke innvirker på varigheten til koblingssignalene. Selv om burstamplituden økes fra $2V_{pp}$ til $5V_{pp}$, er det derfor ikke forventet at varigheten til de koblingsrelaterte signalene økes, nettopp fordi en spenningsvariasjon svarer til en endret elektrisk belastning. Dette styrker muligheten for å kunne registrere innkomne ekko ettersom en reflektoren vil motta sterkere signaler. Derimot vil en forsterket burstamplitude gi økt responsamplitude, noe som vil styrke sannsynligheten for at innkomne signaler overdøves av eksiteringen.

7.3.3 Resultater

Figur 7.1 viser spenningsresponsene fra øvrige elementer når senterelementet ble eksitert. Eksiteringsbursten er ikke med i plottene fordi det bare var en kanal som kunne overføres fra oscilloskopet til PCen via GPIB. Bursten har imidlertid en varighet på 0.133 ms. Hver av de fem pårørende elementene som er undersøkt, representerer en elementgruppe. Responsene innad i elementgruppene er nokså like.



Figur 7.1: Koblingsrelaterte signaler fra pårørende elementer; målinger i vann. Her vises spenningsresponsene fra element nr. 1,2,3,7 og 8 når senterelementet ble eksitert med $10V_{pp}$. De fem pårørende elementene representerer hver sin elementgruppe.

7.3.4 Drøfting

Hensikten med denne målingen var i utgangspunktet å få informasjon om hvorvidt et innkommende ekko vil være merkbart. Under fremdriften ble det i tillegg ønskelig å se om amplituden til spenningsresponsene har økt lineært i forhold til målingene i kap. 5.3. Derfor deles denne drøftingen opp i to deler: Først redegjøres amplitudeforholdet mellom spenningsrespons og eksitert burst, sammenlignet med kap.5.3. Deretter diskuteres mulighetene for ekkodeteksjon.

Maksamplituder: Tabell 7.1 sammenligner spenningsresponsene fra element nr. 1,2,3,7 og 8 for to forskjellige burstverdier, $2mV_{pp}$ og $10mV_{pp}$. Verdiene er avlest fra oscilloskopet.

Tabell 7.1: Sammenligning av koblingsrelaterte signal ved to forskjellige burstverdier

	$U_{burst} = 2V_{pp}$	$U_{burst} = 10V_{pp}$
Element nr.	Maksamplitude, $U_{maks}[mV_{pp}]$	Maksamplitude, $U_{maks}[mV_{pp}]$
1	73	624
2	67	976
3	200	1250
7	68	1120
8	283	1496
\bar{U}_{maks}	138.2	1093.2
\bar{U}_{maks}/U_{burst}	0.069	0.109

Tabellen viser først og fremst at

$$\frac{\bar{U}_{maks}}{U_{burst}^{10V_{pp}}} > \frac{\bar{U}_{maks}}{U_{burst}^{2V_{pp}}}$$

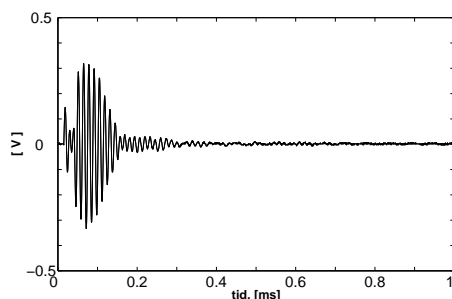
og at denne forskjellen svarer til en økning fra 6.9% til 10.9% responsamplitude i forhold til påtrykt burstamplitude. Ved å studere tabellen kan det sees at det er element nr. 2 og 7 som er årsak til mesteparten av denne økningen.

Muligheter for ekkodeteksjon: Figur 7.1 viser først og fremst at responsene fra de pårørende elementene er nokså glatte og oversiktlige. Dvs. at de bare har ett maksutslag, og at de utover dette ikke viser spontane, utradisjonelle fenomen. Responsene består av to sammenfallende, motsatte transienter. Dette kan tyde på at bursten er for kortvarig til at elementene klarer å stabilisere seg ved en svingeamplitude. Maksutslagene, eller transientovergangen, fra alle elementene inntreffer i tidsdomenet, $0.15ms < t < 0.20ms$. Ved $0.25ms < t < 0.30ms$ er den andre transienten opphørt, og responsene viser små haleformede ettersvingninger før verdiene deretter faller ned mot støynivået.

Dersom det eksiterte signalet på $5V_{pp}$ reflekteres og sendes tilbake mot arrayen, er det i hovedsak ett av to kriterier som må oppfylles for at ekkoet ikke skal overdøves av ringingen til naboelementene.

- 1 Ekkoet må ha tilstrekkelig stor trykkamplitude. Dette trykket bør være stort nok til at de innkomne trykkbølgene overgår naboelementenes ringing med oversiktlig margin. Tabell 7.1 viser at naboelementenes maksamplituder ligger på ca 11% av den eksiterte amplituden. Dersom det antas at alle elementene har lik impulsrespons, svarer dette til at naboelementene sender ut trykkbølger med gjennomsnittlig maksamplitude på 11% av det eksiterte signalet fra senterelementet. M.a.o. bør innkomne ekkosignaler ha trykkamplituder med verdier som ligger over 11% av det eksiterte signalet.
- 2 Avstanden mellom arrayen og den aktuelle reflektoren må være tilstrekkelig stor. Selv om det motatte ekkoet er svakere enn diskutert over, kan registreringen likevel være markant dersom ekkoet treffer arrayen etter at ringingen fra elementene er blitt neddempet. Responsvarigheten til naboelementene er imidlertid relativt lang, noe svarer til at reflektoren må befinne seg utenfor en gitt rekkevidde. F.eks viser figur 7.1 at responsene viser haleformede ettersvingninger ved ca $0.25ms$. Denne tiden svarer til en tilbakelagt avstand på $37cm$, så reflektoren må altså være $18.5cm$ unna arrayen for at ekkoet skal tas opp etter den andre transienten.

En påfallende idè var å sjekke koblingsrelaterte signal fra en kortere eksiteringsburst. Tidligere stikkprøver utført i luft viste at dette bidro til å redusere amplituden og varigheten på signalene fra naboelementene. Dette burde også gjelde for vann, og fenomenet ble følgelig undersøkt. Figur 7.2 viser en måling gjort med element nr. 8 når senterelementet ble eksitert med en burst på 2 perioder, med samme spenning som før ($10V_{pp}$). Signalet her er riktignok raskere neddempet i forhold til tilvarende måling med 10 burstperioder, vist i figur 7.1. Imidlertid er amplituden også sunket fra $1496mV_{pp}$ til $652mV_{pp}$.

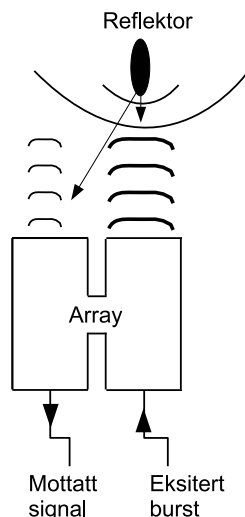


Figur 7.2: *Koblingsrelaterte signaler som følge av to burstperioder; måling i vann på element nr.8.*

På bakgrunn av denne drøftingen ble det videre forsøkt å påvise ekkosignaler på arrayen når senterelementet ble eksitert. Disse målingene følger i neste seksjon.

7.4 Målinger med en reflektor

Figur 7.3 illustrerer ideen bak gjeldende måling. Et element eksiteres når en reflektor befinner seg på lydaksen. Det forventes dermed at signalene reflekteres tilbake på arrayen. Målet er å få svar på om disse refleksjonene er sterke nok til å kunne oppdages.



Figur 7.3: Måling av ekko fra en reflektor: Et arrayelement eksiteres når reflektoren befinner seg på lydaksen. Selv om reflektoren sender signalet tilbake på arrayen, er det ikke sikkert at ekkoet er sterkt nok til oppdages. Dette ettersom elementene fortsatt preges av eksiteringsrelaterede vibrasjoner.

7.4.1 Måleoppsett og metode

Måleoppsettet og metoden var tilsvarende som i forrige måling, med en avstand mellom array og vannflaten på 22cm. I tillegg ble en reflektor plassert på senterelementets lydakse. Senterelementet ble eksitert med $10V_{pp}$, og responsen fra naboelementene ble undersøkt ved forskjellige avstander mellom arrayen og reflektoren. Det ble prøvd med en eksiteringsburst på både 2 og 10 perioder.

Ved å sammenligne disse responsene med de som vises i figur 7.1 og 7.2, ville en få indikasjoner på om eventuelle reflekterte signaler er sterke nok til å kunne oppdages.

Målingene ble gjort med to forskjellige typer reflektorer:

- En wolframkarbid-kule med diameter på 38mm. Slike kuler brukes ved kalibrering av ekkolodd. Tilhørende formfaktor (frekvensrespons) vises i tilleggskapitlet ved slutten av oppgaven.
- En hydrofon av typen 8103 fra Brüel & Kjær. Dette er med andre ord den samme som ble brukt for direktivitetmålingene i forrige kapittel.

7.4.2 Forventning

Da avstanden mellom arrayen og vannoverflaten er på 22cm, betyr dette at eventuelle ekko fra reflektoren eller vannflaten vil registreres innen $2 \cdot 0.22m / 1480 \frac{m}{s} \approx 0.3ms$. Figur 7.1 viser at de koblingsrelaterede responsene har sine maksverdier ved $0.15ms < t < 0.2ms$. Dette betyr at for en burst på 10 perioder, vil eventuelle ekkosignaler være vanskeligst å detektere dersom reflektoren plasseres i avstand 10-15cm unna arrayen. Dersom bursten er på 2 perioder vil det i følge figur 7.2 være vanskeligst å detektere ekko med en reflektoravstand på 3-11cm.

Det er usikkert hvor godt hydrofonen og kulen reflekterer tilbake signalene. Begge har relativt jevne overflater, samt betydelig større impedans sammenlignet med vann. Det forventes imidlertid at kulen gir mest refleksjon da denne er minst ettergivende og i tillegg er større en hydrofonen.

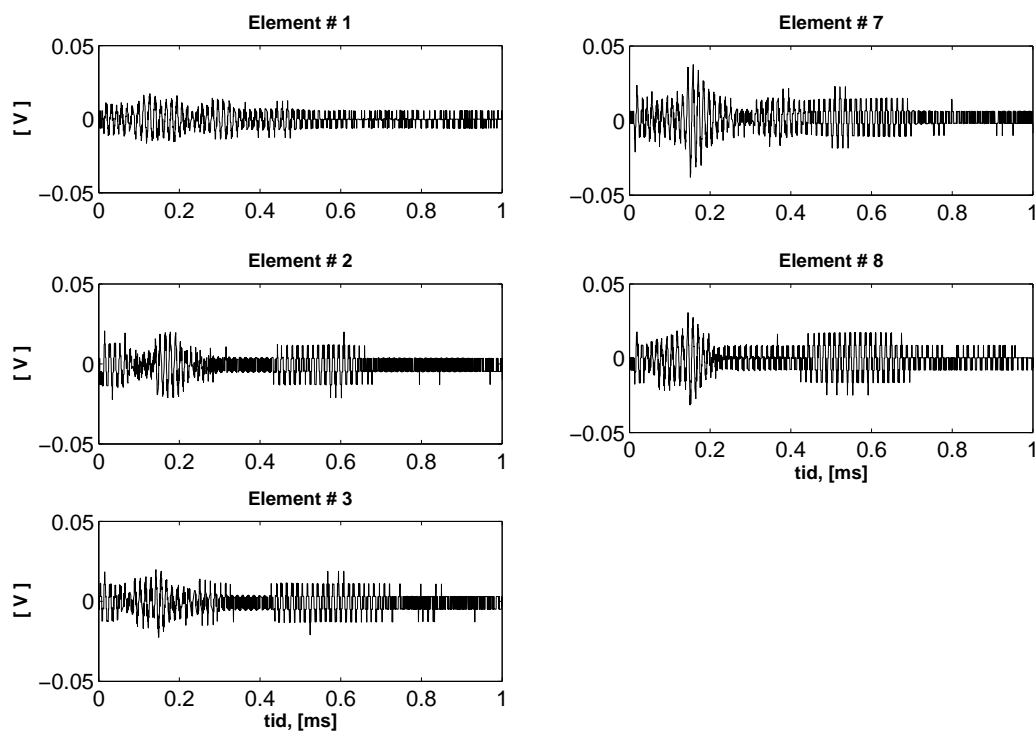
7.4.3 Resultater

Uansett burstperiode, ga hverken kulen eller hydrofonen merkbare refleksjoner tilbake på arrayen. Mao. var responsene fra naboelementene tilsynelatende uforandret i forhold til figur 7.1 og 7.2. Selv ikke for avstander helt ned til 2cm unna arrayen ble det påvist signalendringer som indikerte ekko. Refleksjoner fra vannoverflaten ble heller ikke påvist. Imidlertid er det usannsynlig at reflektorene ikke sendte noe som helst signal tilbake på arrayen. Det er mao rimelig å anta at de innkomne ekkosignalene var for svake til å kunne merkes gjennom endringer i oscilloskopbildet.

Riktignok er en burstlengde på 10 perioder ganske mye i forhold til dette måloppsettet. Med en bølglengde på ca 1.9cm, og en avstand til vannflaten på 22cm, medfører burstlengden at den eksiterte trykkbølgen bres over relativt store avstander. Denne bølgen kan skjerme for et ekko som kommer i motsatt retning, men ekkoet bør likevel være gjeldende en stund etter eksiteringsslutt.

En burst på 10 perioder vil sannsynligvis gi størst ekko. Følgelig ble det vurdert om evt refleksjoner kunne påvises ved å subtrahere responsene i figur 7.1 fra tilhørende responser i nåværende måling. På denne måten vil det lettere kunne oppdages små differanser mellom koblingssignalene med og uten refleksor i mediet. Differansen mellom signalene vises i figur 7.4. Figuren refererer til en måling hvor hydrofonen er brukt som refleksor. Avstanden mellom denne og arrayen er i dette tilfellet 6cm. Burstperioden er på 10 perioder.

Det er bare dette differanseplottet som fremlegges, først og fremst fordi det ikke ble påvist klarere resultater for lengre refleksoravstander. En avstand på 6cm, som er relativt kort, ble valgt som eksempel i håp om at de reflekterte signalene da ville bli merkbare. Resultatene fra kulemålingene var tilsynelatende lik som for hydrofonen. Kulen hang over arrayen vha. en tynn sene, og det var ikke alltid like lett å få den til å henge stabilt. Hydrofonen var derimot fastlåst av skruklammen på plotteren, noe som ga et mer pålitelig måleoppsett.



Figur 7.4: Koblingsrelaterte signaler uten en refleksor i mediet, subtrahert med tilsvarende signaler med en refleksor i mediet. Arrayens senterelement ble eksitert, med og uten en hydrofon i mediet. Spenningsresponsene fra element nr. 1,2,3,7 og 8 ble målt for begge tilfellene, og differansen mellom responsene vises her. Hydrofonen befant seg på lydaksen, 6cm unna senterelementet.

7.4.4 Drøfting

Figur 7.4 viser at de koblingsrelaterte responsene målt med hydrofonen faktisk *er* forskjellige fra tilsvarende signaler vist i figur 7.1. Det er imidlertid innlysende hvorfor det tilsynelatende var så store likheter mellom disse to målingene. Differanseverdiene har maksutslag på mellom $40mV_{pp}$ og $80mV_{pp}$, noe som betyr at signalene fra denne målingen på det meste bare er forsterket med 5% i forhold til signalene vist i figur 7.1.

Av differanseplottene i figur 7.4 kan det virke som at signal/støy-forholdet er lite, dvs. ca 2 - 2.5. I forbindelse med dette er det å viktig presisere at subtraksjonen er utført v.h.a. enkle operasjoner i MATLAB. Dette medfører at støynivået relatert til figur 7.1, som forøvrig var $20mV_{pp}$ som følge av oscilloskopets vertikale oppløsning, er videreført til differanseplottene i figur 7.4. M.a.o. er det bare verdier over dette nivået som kan betraktes som nyttig data, men om disse faktisk representerer ekkosignaler fra hydrofonen, er uklart; peak-to-peak verdiene har nemlig en høy usikkerhet på $\Delta U_{maks} = \pm 56mV$. Refleksjoner fra hydrofonen og vannflaten burde inntruffet innen 0.3ms. Figur 7.4 viser riktignok at samtlige plott har relativt markante utslag innenfor denne tidsrammen, men plottene består også av diverse utslag ved $0.3ms < t < 0.7ms$. Årsaken til disse sene utslagene er ikke umiddelbart innlysende, og kan være tegn på at differanseverdiene skyldes tilfeldige, små variasjoner i måleoppsettet.

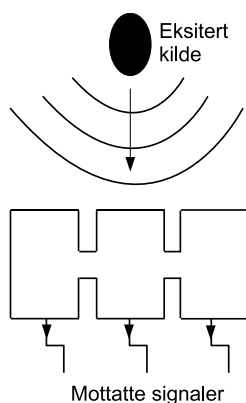
Resultatet i figur 7.4 ansees å være uklart, noe som tyder på at denne metoden kanskje ikke er velegnet i denne sammenheng. På en annen side er det usannsynlig at hydrofonen ikke reflekterer noe som helst signal tilbake på arrayen. Hydrofonen er riktignok ikke noe idèell reflektor, men likevel er det rimelig å forvente at andeler av det eksiterte signalet blir reflektert direkte tilbake mot arrayen.

På bakgrunn av dette var det ønskelig å undersøke arrayens evne til å motta signaler når disse eksiteres fra en ekstern kilde. Dette ble gjort, og arbeidet fremlegges i neste seksjon.

7.5 Registrering av innkomne signaler fra en ekstern kilde

Det blir nå fremlagt målinger hvor arrayen registrerer trykkbølger fra en ekstern kilde, som illustrert i figur 7.5. Målet med denne delen av arbeidet var bl.a. å besvare hvorvidt differanseverdiene vist i figur 7.4 kan ha representert ekkosignaler. Utover dette ansees målingen som nødvendig fordi den kan gi svar på en gåte som til nå er uløst: - *Hvor stor del av de "koblingsrelaterte" signalene fra figur 7.1 er egentlig et resultat av refleksjoner innad i plasttønnen?* Det er nemlig slik at hydrofonresponsene fra direktivitesmålingene til en grad forteller noe om kildefølsomheten til arrayen. Mottakerfølsomheten derimot, er det til nå ikke gitt noen indikasjon på. Derfor kan det f.eks ikke fastslås hvorvidt refleksjonene fra vannflaten, veggene eller hydrofonen innvirker på resultatene vist i figur 7.1. Selv om det antas at refleksjonene er relativt små, bør dette undersøkes nærmere. I en eventuell praktiske anvendelse på en separator vil lydbølgene kunne bres over langt større distanser. I den sammenheng bør refleksjoner være lettere å detektere dersom disse treffer arrayen etter at de eksiterte signalene er neddempet.

Intensjonen med disse målingene er ikke å redegjøre for mottakerfølsomheten til arrayen. Målingene gjøres for å få svar på hvorvidt arrayen responderer på en relativ svak, innkommende trykkbølge.



Figur 7.5: Registrering innkommende signaler, eksitert fra en ekstern kilde.

7.5.1 Måleoppsett og metode

Arrayen befinner seg stadig under vann i plasttønnen. Hydrofonen ble nå brukt som lydkilde, eksitert med en 76kHz-burst på 10 perioder vha. signalgeneratoren. Idéen gikk ut på å eksitere trykkbølger med amplituder som antas å samsvare med ekkoer fra forskjellige avstander. Etter å ha regnet seg frem til disse amplitudene, ble hydrofonens kildefølsomhet brukt til å finne ut hvilke spenninger som måtte trigges fra signalgeneratoren. Det ble først og fremst vektlagt å etterligne ekkosignaler som reflekteres 6 cm unna arrayen. Ved en slik eksitering, kan responsen fra arrayelementene sammenlignes med differansene i figur 7.4.

7.5.2 Beregning av andvendt utgangsspenning på hydrofonen

Så hvordan kan det vites hvilken trykkamplitude slike ekkoer skulle hatt? Å bestemme dette med uiskutterbar presisjon er i overkant ambisiøst med midlene tilgjengelig. Først og fremst fordi det er uklart hvor bra en reflektor faktisk fungerer. Trykkamplituden på de reflekterte bølgene vil i stor grad avhenge av reflektorens form og impedans, samt interferenser grunnet andre refleksjoner i plasttønnen. Det blir derfor gjort forenklinger relatert til dette: I beregningene som følger er det antatt at bølgene totalreflekteres fra en plan flate i et ikke-absorberende medium.

Figur 7.6 viser ideen bak beregningen av triggeamplituden påført hydrofonen. Dette utgangssignalet er ment å representere et ekko, totalreflektert mot senterelementet fra en plan flate normalt på lydaksen. Avstanden mellom den plane flaten og senterelementet, er $r = r_h$. Med henvisning til figur 7.6, redegjøres utregningen trinnvis:

- 1 Direktivitetsmålingene fremstilt i kap 6.2.6, ble gjort ved å eksitere senterelementet med en spenning, $U_{ut}^a = 10V_{pp}$. I den sammenhengen ble det bl.a. vist at hydrofonen ga en respons, $3.4V_{pp}$ når den befant seg i en avstand, $r = r_h = 6cm$, på lydaksen. Denne responsen var et resultat av en 60dB-forsterkning, så mao. var verdien egentlig $U_{inn}^h = 3.4mV_{pp} = 1.7mV_p$.
- Hydrofonens angivelige mottakerfølsomhet, M , og inngangsspenningen, U_{inn}^h , svarer til at det motatte trykket i en avstand, r_h , unna senterelementet kan gis som,

$$P(r_h) = \frac{U_{inn}^h}{M}. \quad (7.1)$$

Dersom det antas at denne trykkbølgen ble totalreflektert fra en plan flate, og absorpsjonen neglisjeres, vil trykket være gitt som $P(r) = A/r$ etter refleksjonen. Ved tilbakekomsten på senterelementet anslås trykket derfor til å være,

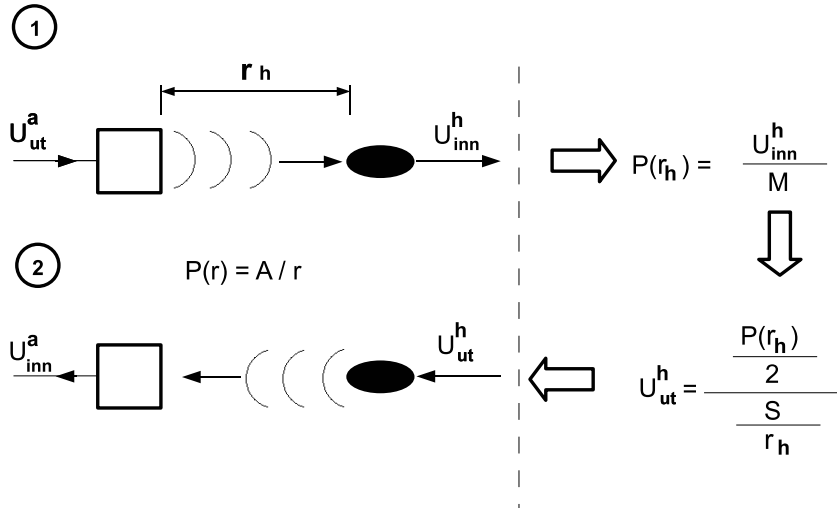
$$P_{ekko} = \frac{P(r_h) \cdot r_h}{2r_h} = \frac{P(r_h)}{2}. \quad (7.2)$$

- 2 Målet videre var å få hydrofonen til å eksitere et signal som ville gi trykket, $P = P_{ekko}$, ved senterelementet. Hydrofonens kildefølsomhet er gitt som S ved 1m.
- Trykkbølgen som eksiteres antas også å variere som, $P(r) = A/r$. Dvs. at ved en avstand, r_h , burde kildefølsomheten til hydrofonen være

$$S(r_h) = \frac{S \text{ ved } 1m}{r_h}. \quad (7.3)$$

Dersom det ønskes at hydrofonen skal gi trykket, P_{ekko} , på senterelementet, må utgangsspenningen være,

$$U_{ut}^h = \frac{P_{ekko}}{S(r_h)} = \frac{P(r_h)}{2 \cdot S(r_h)}. \quad (7.4)$$



Figur 7.6: Beregning av anvendt utgangsspenning på hydrofonen: Arrayens senterelement eksiteres med spenningen, U_{ut}^a , som medfører at hydrofonen gir responsen, U_{inn}^h . Vha. hydrofonens kilde- og mottakerfølsomhet, beregnes spenningen, U_{ut}^h som brukes til å eksitere hydrofonen. U_{ut}^h er ment å gi trykkbølger i samsvar med et totalreflektert ekko fra en plan flate ved posisjonen til hydrofonen.

Den anvendte utgangsspenningen ble funnet til å være, $U_{ut}^h \approx 1.2V_p$ når $r_h = 0.06m$. Kilde- og mottakerfølsomhetene som inngår i utregningen, refererer til frekvensen, 76kHz, som ble brukt i både U_{ut}^h og U_{ut}^a .

Betydningen av diverse forenklinger

- Utelatte absorpsjonseffekter: En propageringslengde på 6 cm (eller 12cm tur/retur) medfører at absorpsjonseffektene ville fått neglisjerbar betydning i forhold til utregningene vist over. En absorpsjonavhengig lydbølge i fjernfeltet er generelt gitt som,

$$P(r) = \frac{P_0}{r/r_0} e^{-\alpha r} \quad (7.5)$$

Avhengigheten til α , medfører at det i praksis ikke alltid er like innbydende å anvende denne beskrivelsen. For propagerende trykkbølger i væsker, er det ikke uvanlig å beskrive absorpsjonen som [12],

$$\chi = \left(\frac{A}{f_1^2 + f_2^2} + \frac{B}{f_1^2 + f_2^2} + C \right) f^2 \quad dB/km, \quad \text{etter} \quad (7.6)$$

selv om dette gjelder spesielt for sjøvann. Her er f_1 og f_2 temperaturavhengige relaksasjonsfrekvenser, mens A, B, og C er konstanter basert på temperatur og hydrostatisk trykk. I ferskvann gjelder $A = B = 0$, og $C = 4.9 \cdot 10^{-10} e^{-T/26 - Z/25}$. T er temperaturen, mens Z er dybden under vannflaten gitt i km. Frekvensen, 76kHz, brukt i målingene over, svarer til en absorpsjon, $\chi \approx 6dB/km$, som i dette tilfellet presenterer en neglisjerbar effekt.

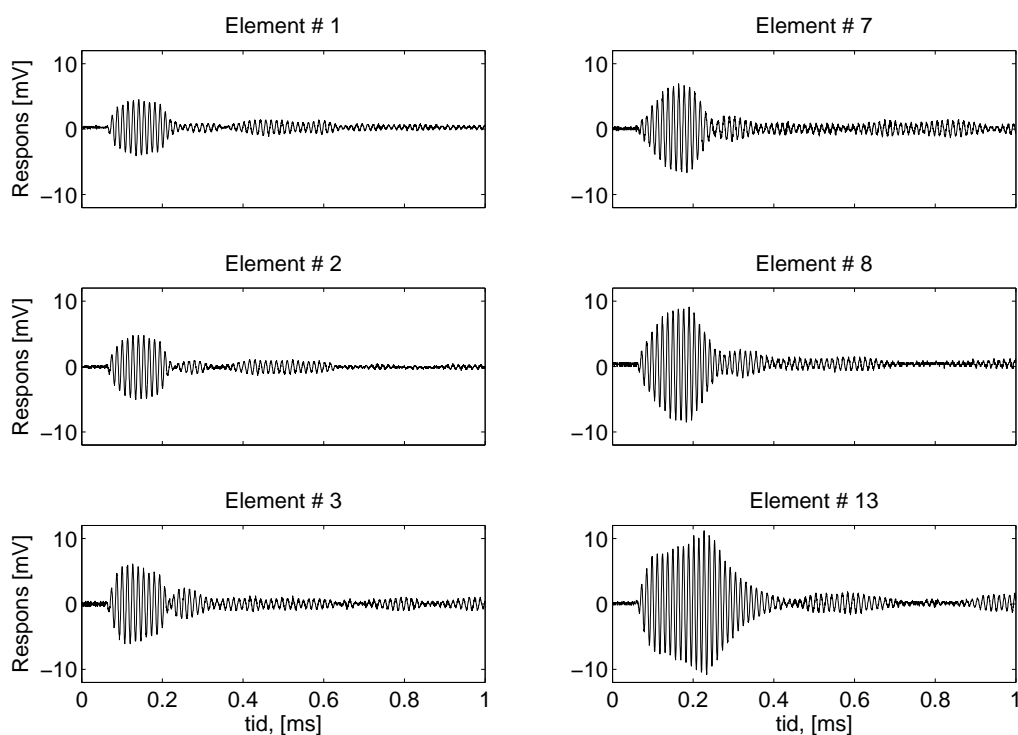
- Totalrefleksjon fra en plan flate: Konsekvensene relatert til disse forenklingene blir ikke redegjort ved konkrete tallverdier. Det er innlysende at disse beregningene ikke vil representere reelle ekkosignaler fra en hydrofon. Imidlertid anses beregningsmetoden å medføre at signalene som nå sendes fra hydrofonen er av en realistisk størrelsesorden. Likevel er det rimelig å trekke slutningen om at et reelt ekkosignal reflektert fra hydrofonen ved en avstand, r_h , vil gi svakere respons på arrayelementene i forhold til hva disse måleresultatene vil komme til å vise.

7.5.3 Resultater

Figur 7.7 viser responsene fra arrayelementene. I henhold til utregningsmetoden vist over, baseres resultatene på verdiene i tabell 7.2. Mao. er resultatene ment å etterligne bølger som totalreflekteres i en avstand 6cm fra senterelementet. Det blir følgelig gitt en drøfting hvor disse responsene måles opp mot differanseverdiene i figur 7.4. Her blir det også diskutert hvorvidt arrayen generelt responderer på innkommende signaler.

Tabell 7.2: Verdier brukt å beregne spenningen påført hydrofonen

r_h	0.06 m
U_{ut}^a	10 V _{pp}
U_{inn}^h	1.7 mV _p
M	$10^{-214.1/20}$ V/ μ Pa
$P(r_h)$	89.5 Pa
S	$10^{127/20}$ μ Pa/V
U_{ut}^h	2.4 V _{pp}



Figur 7.7: Mottak fra innkommende signaler eksitert fra en ekstern kilde. Her vises responser fra arrayelementene når hydrofonen ble eksitert med $2.4V_{pp}$. Dette signalet var ment å etterligne et ekko reflektert 6 cm fra senterelementet.

7.5.4 Drøfting

Grunnet betingelsene som det eksiterte signalet fra hydrofonen er beregnet utifra, burde resultatet i figur 7.7 vist responser med større maksamplituder enn differanseverdiene i figur 7.4. Dette er ikke tilfellet, men årsaken er nok i stor grad relatert til de høye usikkerheten relatert til amplitudene i fig.7.4. Til tross for dette ansees ikke denne subtraksjonsmetoden som ubrukelig. Det vil nok være lettere å detektere refleksjoner på tilsvarende måte dersom oscilloskopet har skjerm bilde med bedre vertikal oppløsning.

Peak-to-peak verdiene fra figur 7.4 og 7.7, samt de koblingsrelaterte signalene fra figur 7.1, er sammenlignet i tabell 7.3. Her sees det f.eks. at forholdet mellom koblingsrelatert amplitude og innkommende amplitude er $1496/17.6=85$ for element nr. 8. Dette baseres på en eksiteringsburst $10V_{pp}$, av 10 perioder, påført senterelementet når utgangsbølgen totalreflekteres ved avstanden, 6cm. Dette tilsier at responsene vist i figur 7.1 nesten utelukkende representerer koblingsrelaterte signaler.

Tabell 7.3: Sammenligning av p-t-p-verdier

el. nr	Koblingsrel.responser fra fig 7.1 [mV_{pp}]	Differanseverdier fra fig 7.4 [mV_{pp}]	Mottaksresponser fra fig 7.7 [mV_{pp}]
1	624	50	8.6
2	976	43	9.8
3	1250 $\Delta U_{maks} = \pm 40$	42 $\Delta U_{maks} = \pm 56$	12.2 $\Delta U_{maks} = \pm 0.2$
7	1120	76	13.6
8	1496	62	17.6

Av figur 7.7 er det vist at varigheten på responsen fra senterelementet er betydelig større sammenlignet med de andre elementene. Det kan ha sammenheng med at senterelementet har større konduktans i forhold til resten av arrayen. Dette kan bety at elementet i størst grad omsetter innkommende trykkbølger til elektrisk spenning, men det kan også bety at koblingsbidraget som mottas fra naboelementene er relativt stort. Dersom koblingen er stor, medfører dette at det registrerte signalet i mindre grad beskriver innkommende trykkbølger.

Dersom signalene vist i figur 7.7 utelukkende representerer innkommende trykkbølger, og ikke interfererende koblingseffekter, skulle muligheten være tilstede for å detektere ekko ca 0.5ms etter en eksitering. Dette svarer til en avstand 37cm mellom array og reflektor. Men selv etter denne tiden er det mulig at eksiteringssignalene ikke er fullstendig neddempet, så dette bør etterprøves.

7.6 Forslag til forbedring

Målingene fremlagt i dette kapitlet indikerer at arrayens nåværende struktur gir kristiske begrensninger i forhold til praktiske puls-ekko målinger. Først og fremst fordi koblingseffektene mellom elementene setter restriksjoner på hvorvidt et ekko kan detekteres. Det er både amplituden og varigheten på de koblingsrelaterte signalene som innvirker på arrayens praktiske rekkevidde. Disse problemene åpner riktignok for utfordrende modifisering, men ideen om å bruke en slik array på en separator, forkastes ikke av den grunn. Det blir nå gitt forslag til diverse modifikasjoner som kan forbedre arrayens andvendelsespotensiale.

- **Arraykonstruksjon:** Med henvisning til figur 3.4 kan det vise seg nyttig å gjøre midtplanet i arrayen tynnere. Det er ventet at et slikt tiltak vil redusere amplituden på de koblingsrelaterte signalene. Imidlertid er det ikke sikkert at en slik modifisering gir merkbare forbedringer. Mye tyder nemlig på at innkommende ekkosignaler fortsatt vil være for svake til å overgå koblingssignalene. En kanskje enda bedre idè kan være å velge en konstruksjonsløsning som vist i figur 6.19. Her er arrayelementene sammenkoblet bare vha. lim. Uansett hvilke fysiske egenskaper en slik lim vil ha, er det rimelig å tro at koblingen mellom elementene dempes i forhold nåværende løsning. Imidlertid er det ikke sikkert at idèen vist i figur 6.19 er robust nok til å kunne operere i tøffe omgivelser over lang tid.
- **Baklag:** Et annet tiltak, som kanskje gir større gevinst, er å implementere et baklag på arrayen. Dette vil kunne dempe ettersvingningene forbundet med eksiteringen, og dermed åpne døren for et ekko som innkommer relativt tidlig. En ulempe ved et slikt baklag kan være at også ekkosignalet blir dempet i like stor grad. Dette behøver dog ikke å være kritisk da det er amplituden, og ikke varigheten til ekkoet, som er mest interessant. Imidlertid vil et baklag påvirke båndbredden til transduseren
- **Frontlag:** Frontlag brukes generelt med den hensikt å forsterke transmisjonen fra lydkilden og ut i mediet. Ved andvendelser på en separator vil arrayen først sende trykk gjennom stål. I kap. 5 ble det sett at koblingen var noe mindre med en stålplate i forhold til målinger gjort utelukkende

for vann. Det er rimelig å vente at koblingen ville vært ytterligere redusert dersom stålplaten var større. Dette ville sannsynligvis gitt mindre grad av refleksjoner og skjærkrefter innad i platen som videre utøves tilbake på arrayen. Dersom denne forventningen stemmer med realiteten, vil en separatortank medvirke til ytterligere dempet kobling. Riktignok vil slike eksterne, mekaniske belastninger på arrayen redusere amplituden på det eksiterte trykkfeltet. Dette kan til en viss grad kompenseres med en utgangsförsterkning. Det viktigste er at slik belastning demper varigheten på signalene. Også dette tiltaket kan påvirke båndbredden.

- **Frekvens:** Videre kan det vise seg nyttig å øke resonansfrekvensen til arrayelementene slik at frekvensen til det påtrykte signalet må økes tilsvarende. Ofte er varigheten til et eksitert signal gitt ved antall svingninger. Dermed kan en frekvensøkning bidra til at utgangssignalene dempes raskere, noe som medfører at ekkoregistreringen blir mer overkommelig for små avstander. En økning av elementenes resonansfrekvens oppnås ved å redusere elementstørrelsen, som diskutert i kap.6.
- **Materialeegenskaper:** Valg av piezoelektrisk materiale bør også vurderes. Dette kan gi fordelaktige endringer i både Q-verdi og mottakerfølsomhet.

Kapittel 8

Styringselektronikken

I dette kapitlet blir det gitt en oppsummerende beskrivelse av styringselektronikken ment til å realisere tidsreverserende målinger. Denne elektronikken er konstruert og bearbeidet av post. doc. Lars G. Johansen som medvirker i KMB-prosjektet. Selv om konstruksjonen av systemet ikke er direkte knyttet opp mot gjøremålene i denne oppgaven, kan kommende redegjørelse være nyttig i forhold til fremtidig arbeid. I utgangspunktet var det meningen å utføre målinger med systemet allerede som en del av denne oppgaven, men dette ble altså utsatt.

Først gis en oversikt over kravene til et slikt styringssystem. Deretter redegjøres konstruksjonen og muligheter for tilpasning av diverse systemparametre.

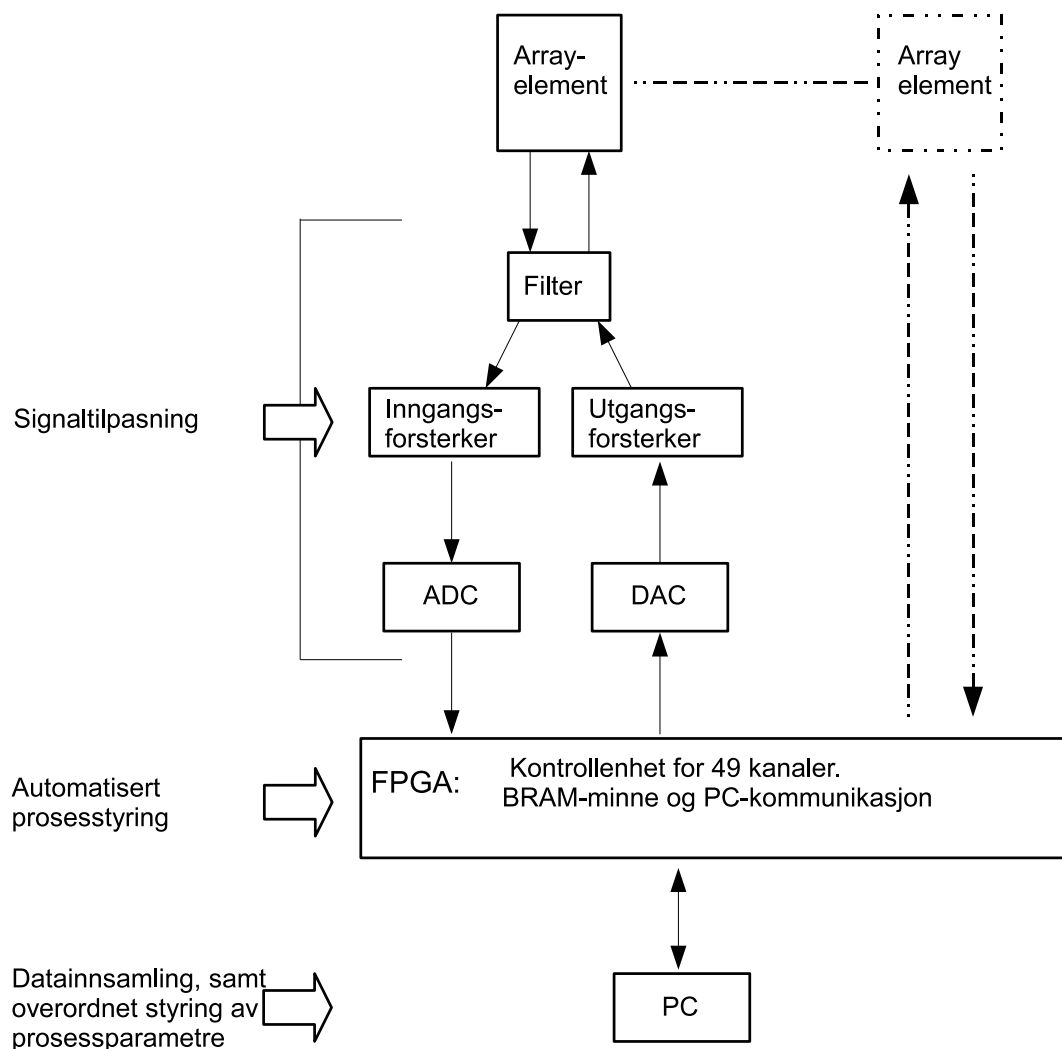
8.1 Systemkrav

Realisering av en tidsreverserende prosess, beskrevet i kap. 2.4, krever at arrayelementene kobles opp mot et systemverktøy med følgende funksjonaliteter:

- **Intern lagringskapasitet med nok minne til å bevare og bearbeide innkommende signaler.** Trykkbølgene som arrayelementene mottar, må kunne digitaliseres og deretter lagres over en periode, T , før de kan tidsreverseres eller avleses direkte i ekstern PC.
- **Automatisert prosesstyring for gjentakende tidsreverserende forløp.** Fortløpende repetisjon av den tidsreverserende prosessen gir forbedret fokusering for hver iterasjon [14], og medfører skarpere deteksjon av den aktuelle reflektoren. Da systemet er tiltenkt å befinne seg i tøffe undervannsomgivelser, bør denne repetisjonen kunne utføres uten ekstern, manuell styring.
- **Parallell signaltransport til og fra samtlige transdusere.** Dette kravet representerer en kritisk og absolutt nødvendig egenskap ved systemet. Trykkbølger som treffer arrayelementene må kunne avleses, bearbeides og sendes ut igjen tidreversert på bakgrunn av riktige tidsrammer. Etter at innkommende signaler, $p(r_i, t)$, er blitt lagret i et minne, må de påfølgende, tidreverserte utgangssignalene trigges parallelt. F.eks. vil en innbyrdes tidsforsinkelse mellom de påtrykte utgangssignalene, $p(r_i, T - t)$, være uønsket, og i realiteten medføre at arrayelementet plassert i r_i , sender ut signalet, $p(r_i, T - t + \phi_i)$. ϕ kan representere et uønsket fasebidrag grunnet forsinkelser i elektronikken. Dette vil resultere i at de utsendte fasekomponentene ikke korresponderer til den innkomne informasjonen de ideelt skulle basert seg på.

8.2 Konstruksjon

Det elektriske systemverktøyet brukt i dette arbeidet illustreres i figur 6.1, og er ment å tilfredsstille kravene gitt ovenfor.



Figur 8.1: Skjematisk fremstilling av systemelektronikken

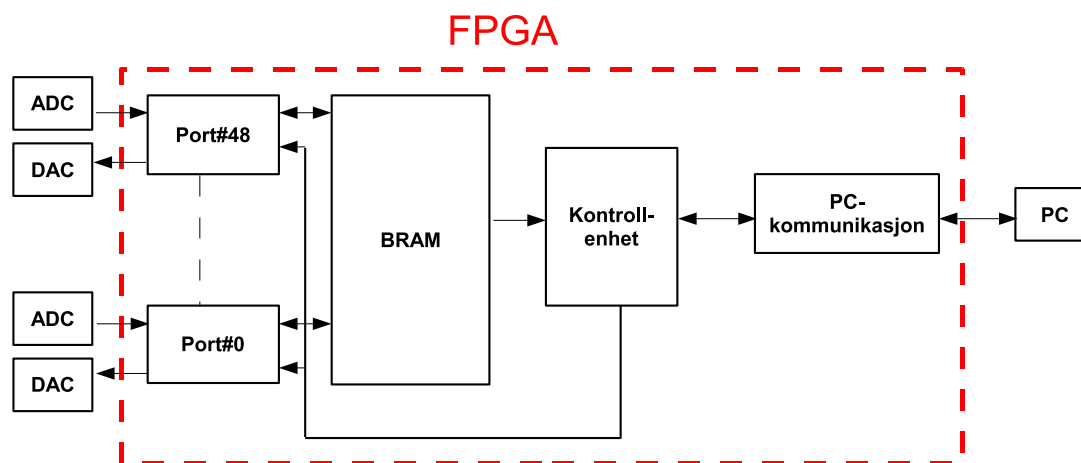
Redegjørelsen som følger beskriver signalgangen kronologisk, fra mottak inn på transduseren, til eksitering ut i strålingsmediet:

Tilpasning av innkomne signaler: Figur 6.1 viser hvordan et arrayelement først kobles opp mot et respektive filter. Dette filteret er allerede beskrevet i kapittel 4.2.6, og er ment å dirigere eksiterte og mottatte signaler i riktige retninger. Som nevnt tidligere, er det forventet at de innkomne signalene som tas opp av transduseren ikke vil overskride 0.4 V peak-to-peak. Etersom en god digitalisering krever innkomne amplituder av en tilstrekkelig størrelsesorden, blir disse signalene skalert opp vha. en inngangsforsterker. Herfra tas de opp av en 12-bits ADC-komponent (Analog to Digital Converter) som opererer innenfor et domene tilsvarende, 2.5 V peak-to-peak. De analoge signalene blir nå digitalisert med en samplefrekvens på 2 MHz, som ansees å være tilstrekkelig mtp. å oppfylle Nyquists teorem. F.eks vil ADC-komponenten foreta ca 20 samplinger for hver periode av en bølge dersom frekvensspekteret til

et innkommende signal er dominant rundt 100kHz. Presisjonen vedrørende tiden mellom hver sampling, altså $\approx 500ns$, er gitt av en 96 MHz systemklokke.

Automatisert prosessstyring: Etter digitaliseringen må signalene lagres i et internt minne før de deretter sendes ut igjen tidsreversert. Hele denne prosessen kan realiseres på flere måter, men i forbindelse med gjeldende arbeid ble det valgt å gjøre programmeringen vha. en FPGA-enhet⁴. Denne enheten alene, kontrollerer alle 25 arrayelementene. Faktisk er den satt til å styre 49 kanaler ettersom det på lengre sikt arbeides mot å realisere en 7x7-array. Den indre komposisjonen i FPGA'en vises i figur 6.2, og kan beskrives vha. 49 kanalporter, statisk minne, en kontrollenhet, og PC-kommunikasjon.

Kontrollenheten sender ut kommandoer som iverksetter prosesseringen. Den opererer etter referanse fra en systemklokke på 96 MHz, som er derivert (v.h.a. en PLL) fra en 48 MHz krystalloscillator. Hvert av de innkommende, digitaliserte signalene vil gå gjennom en tilhørende kanalport og videre inn for lagring i en integrert Block-RAM minneboks. Herfra kan de enten lastes ut til en ekstern PC for avlesning, eller de kan sendes ut igjen tidsreversert mot transduserne. Ved en slik utsendelse vil kontrollenheten dirigere signalene tilbake til sine respektive kanalporter, men nå med motsatt kronologi i forhold til innkommende data. Denne utsendelsen utføres parallelt mot kanalportene, slik at alle 25 utgangssignalene transporteres simultant.



Figur 8.2: Oppsett: FPGA

Tilpasning av utgående signaler: I forkant av eksiteringen må signalene som sendes ut fra kanalportene gjøres analoge vha. en DAC-enhet (Digital to Analog Converter). Kort fortalt fungerer denne ved at spennings signaler formes i en krets ved at innkomne binære koder trigger diverse transistorer som styrer et forspent motstandsnettverk. De utfyllende detaljene bak denne signalomformingen blir ikke beskrevet her.

Videre blir disse analoge signalene skalert opp til ca 30 V peak-to-peak v.h.a. utgangsførsterkeren før de sendes ut av arrayen via filteret.

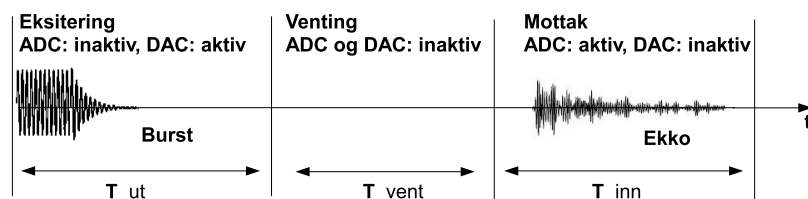
Prosedylene beskrevet over, vedrørende mottak og sending, gjentas fortløpende slik at fokuseringen blir skarpere. FPGAen er satt til å inneholde minne med kapasitet tilstrekkelig for lagring av én sampling. All lagret informasjon vil overskrives av ny innkommende data. Dette minnet er tilstrekkelig da FPGAen når som helst kan transportere data over til en ekstern PC for avlesning. Denne PCen brukes også til overordnet styring av prosessparametre. Her kan det f.eks. bestemmes hvilke kanalporter som skal aktiviseres, tiden mellom hver sampling, etc.

⁴FPGA (Field Programmable Gate Array): En elektronisk chip bestående av flere "logiske celler" som er plassert i en matrise. Vha. HDL-koder (Hardware Description Language), kan disse cellene kobles sammen vilkårlig etter ønske, slik at hele enheten tilsammen programmeres til å utføre selvkomponerte, komplekse funksjoner.

8.3 Systemtilpasning

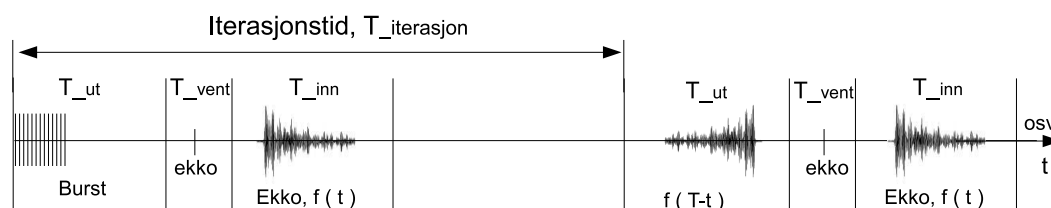
Parametriserte tidsrammer for eksitering og mottak: Det at filteret er passivt, betyr at det *alltid* vil kunne gå kontinuerlige signalstrømmer mellom filteret og inngangforsterkeren. Mao. vil inngangforsterkeren også motta signaler relatert til eksiteringen. Disse signalene er kun ment for utgang, og bør derfor ikke registreres av minnet i FPGAen. En viktig del av den overordnede PC-styringen blir derfor å tilpasse parametriserte tidsrammer for når systemet skal registrere signaler. Det vil si at systemet tilpasses slik at minnet bare tar i mot signaler som er målenyttige, altså innkomne ekkosignaler. Kort sagt realiseres disse tidsrammene ved at kontrollenheten i FPGAen bestemmer, v.h.a. systemklokken, når ADCen skal være aktiv. Basert på avstanden til en reflektor, kan tidsrammene for registrering av et ekko beregnes. ADCen vil da aktiveres innenfor et tidsintervall hvor det er forventet at ekkoet treffer arrayen.

På samme måte er systemet også innstilt på at eksiteringen skal trigges innenfor bestemte tidsrammer. Her er naturligvis ADCen deaktivert, mens DACen opererer. Figur 6.3 beskriver disse tidsrammene.



Figur 8.3: *Parametriserte tidsrammer for eksitering og mottak: Bildet beskriver eksitering og mottak på et arrayelement. I utgangspunktet vil både bursten og ekkoet tas opp i inngangforsterkeren. For å unngå at minnet registrerer overflødige inngangssignaler, eksiteres bursten innenfor et parametrisert tidsintervall, T_{ut} , som bare er beregnet for utsending. Derfor blir ADCen deaktivert ved denne tiden, mens DAC'en opererer. Etter dette avventer systemet i en tid, T_{vent} . Basert på avstanden til en reflektor, forventes ekkoet å treffe arrayen innenfor tidsintervallet, T_{inn} . Ved denne tiden er ADCen aktiv, mens DACen er inaktiv.*

Prosessbeskrivelse: Figur 6.4 viser hvordan systemet er programmert til å sende og motta signaler gjennom en tidsreverserende prosess. En standard måling består i å først eksitere et eller flere elementer med en burst. En reflektor vil deretter sende et ekko tilbake på transduseren. Dette ekkoet lagres i minnet og sendes ut igjen tidsreversert. Etter en viss tid registreres et nytt ekko som igjen tidreverseres, og slik gjentas prosessen så lenge som ønskelig. Det påpekes at periodene for eksitering og mottak er satt til å være like lange, slik at muligheten for tidsreversering er tilrettelagt.



Figur 8.4: *Prosessbeskrivelse: Figuren beskriver prosessgangen kronologisk. De forskjellige tidsintervallene kan justeres etter behov innenfor følgende rammer: $0 \leq T_{ut} = T_{inn} \leq 3.6ms$, $0 \leq T_{vent} \leq 2.7ms$ og $2T_{ut} + T_{vent} \leq T_{iterasjon} \leq 1.4s$*

Iterasjonsprosedyren repeteres slik at fokuseringen blir skarpere. Som nevnt i kap. 2.4.3, kan reflektoren lokaliseres selv om den er i bevegelse. Da må disse iterasjonene skje fortløpende, med en hyppighet avhengig av bevegelsehastigheten til reflektoren. En annen systembetingelse vedrørende en slik deteksjon, er at T_{ut} og T_{inn} er satt til å strekke seg over et lengre tidsrom enn varigheten til det aktuelle signalet. På denne måten blir det tatt høyde for faseendringer relatert til reflektorens forflytning.

Kapittel 9

Usikkerhetsanalyse

I dette kapitlet fremlegges en drøfting vedrørende aktuelle måleusikkerheter. Først gis en generell beskrivelse av temaet. Deretter vises redegjørelsen bak forskjellige usikkerheter relatert til dette arbeidet. Som referanser ble både [1] og [3] benyttet.

9.1 Generelt

Det blir ikke gitt noen fyldig redegjørelse av begrepet, måleusikkerhet. En måleusikkerhet beskriver hvorvidt en målt størrelse kan knyttes opp mot relaterte SI-enheter. Dette gjøres ved å definere et usikkerhetsintervall basert på statistisk analyse eller vitenskapelig vurdering. Emnet deles videre inn i 3 kategorier:

- **Oppgitt usikkerhet:** Denne relateres til instrumentets visning, og skal være oppgitt i tilhørende dataspesifikasjoner. En slik usikkerhet skal være sporbar. Dvs. at resultatet av kalibreringen relaterer seg, i en dokumentert kjede av kalibreringer, opp til nasjonal eller internasjonal standard (SI-enhetene). En slik sporbarhet skal kunne påvises fra fabrikanten. Det oppgitte usikkerhetsintervallet for et instrument er beregnet ut i fra analyser som klassifiseres i to typer [1]:
Type A: Statistisk analyse av gjentakende målinger av samme målestørrelse under identiske forhold.
Type B: Vitenskapelig vurdering vedrørende avvik som ikke fremkommer på bakgrunn av spredning i observasjoner. Dvs. hvorvidt f.eks. temperatur, målemetode, tid, sted, etc. innvirker på usikkerheten.
- **Avlest usikkerhet:** På bakgrunn av begrenset oppløsning må det foretas subjektive vurderinger om hvorvidt en måleobservasjon kan sies å være eksakt. Dette kan også relateres til hvor godt observatørens øye er i stand til å se.
- **Kombinert usikkerhet:** Resultatet/utgangsverdien av et eksperiment er ofte beskrevet ved en funksjon, $f(x_i)$. Her er x_i forskjellige inngangsvariabler med en tilhørende oppgitt/avlest usikkerhet, Δx_i . Den endelige måleusikkerheten vedrørende utgangsverdien er da gitt som [3],

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 \Delta x_i^2 \right]} \quad (9.1)$$

Dette forutsetter at inngangsvariablene ikke er korrelerte.

9.2 Bakgrunn for beregnede usikkerheter

Spenningsresponsen fra passive elementer

Disse verdiene, som ligger til grunn for konturplottene i kap.5, ble avlest manuelt fra oscilloskopet. V_{pp} -verdien for en respons, ble vist som tall på skjermbildets høyre side. Verdiene var ikke entydige for hvert burst, men de varierte forøvrig innenfor et nokså stabilt interval. Dette intervallet var avhengig av hvilken vertikal oppløsning som ble brukt i oscilloskopet. Basert på egne observasjoner ble denne variasjonen vurdert til å tilsvare en avlesningsusikkerhet på $\Delta U = \pm 40mV$ for målinger i luft, og $\Delta U = \pm 15mV$ for vann og stål. Disse usikkerhetene er såpass store at instrumentusikkerheten til oscilloskopet ikke har betydning.

Direktivitetsplottene i kap.6

Det ble først undersøkt usikkerheter for dB-verdien i direktivitetsplottene. Disse er knyttet opp mot påliteligheten til hydrofonen, oscilloskopet og dimensjoner på måleoppsettet. Selv om hydrofonen hevdes å være omnidireksjonal (direktiviteten er uniform) i det horisontale planet, xy, er det noe urovekkende at den oppgitte usikkerheten er gitt til å være $\pm 2dB$. Det svarer til avvik på oppmot ca 20% for de normaliserte responsamplitudene som dB-skalaen bygger på. Imidlertid sies denne usikkerheten å være stabil, dvs at hydrofonen viser samme usikkerhet hver gang. Derfor bør ikke dette få innvirkning på direktivitetsplottene da disse er normaliserte.

Målingene ble gjort ved at oscilloskopet viste responser midlet over 16 samplinger. Dette til tross, viste V_{pp} -amplituden i oscilloskopet noe variasjon. Skaleringen på denne variasjonen ble vurdert i forkant av den automatiserte måleprosessen. Ved å la hydrofonen være stasjonært plassert på lydaksen, ble usikkerheten vedrørende oscilloskopvisningen anslått til å være på $\Delta U_{pp} = \pm 0.1V_{pp}$. Etersom responsene fra hydrofonen varierte for hvert målesteg, var usikkerhetene ulik for hver plotteverdi. F.eks ble usikkerheten ved lydaksen beregnet til å være $\Delta dB = \pm 0.08dB$ for alle målingene. Jo mindre responsen på hydrofonen var, jo større mer betydelig ble usikkerheten i dB-skala. Dette er innlysende ettersom det ble tatt utgangspunkt i en konstant usikkerhet. For de laveste hydrofonresponsene var disse usikkerhetene på $\Delta dB = \pm 0.26dB$.

Disse verdiene ble funnet utifra,

$$dB(V_{pp}) = 20\log\left(\frac{V_{pp}}{V_{ref}}\right) \quad (9.2)$$

$$\Rightarrow \Delta dB = \sqrt{\left(\frac{\partial dB}{\partial V_{pp}}\right)^2 \Delta V_{pp}^2} = \sqrt{\left(\frac{20}{V_{pp} \cdot \ln(10)} \cdot \frac{1}{V_{ref}}\right)^2 \cdot \Delta V_{pp}^2} \quad (9.3)$$

som er basert på metoden beskrevet i lign. (9.1), og at

$$\frac{d}{dx} [A\log(f(x))] = \frac{1}{x \ln(10)} \cdot \frac{d}{dx} f(x) \quad (9.4)$$

For målingene på stålplaten ble tilsvarende vurderinger gjort i forhold til å bestemme usikkerheter relatert til visningen på oscilloskopet. Usikkerhetene ved lydakseavstanden, 3.7cm, var $\Delta dB = \pm 0.43dB$ ved lydaksen, og $\Delta dB = \pm 1.7dB$ for minste målte verdi fra hydrofonen.

På samme måte var usikkerheten ved lydakseavstanden, 19.2cm, $\Delta dB = \pm 0.46dB$ ved lydaksen, og $\Delta dB = \pm 0.87dB$ for minste målte verdi.

Differanseverdiene vist i tabell 7.3

De høye usikkerhetene som er oppgitt for differanseverdiene i tabell 7.3, baseres på at avlesningsusikkerheten fra oscilloskopet ble vurdert til å være $U_{maks} = \pm 40mV$ for responsene i figur 7.1. Da slike responser også ble sjekket med hydrofonen som reflektor, var avlesningsusikkerheten den samme. Dermed ble usikkerheten for differansene mellom disse beregnet på følgende måte:

De to spenningsresponsene som lå til grunn for en differanseverdi, ble behandlet som x og y , hvorav $\Delta x = \Delta y = \pm 40mV$. Da fås

$$\Delta(x - y) = \sqrt{1^2 \cdot \Delta y^2 + (-1)^2 \cdot \Delta x^2} = 0.56mV \quad (9.5)$$

9.3 Usikkerheter som ikke er nevnt i oppgaven

Materialdimensjonene.

Dimensjonene forbundet med det prismeformede pz27-materialet, vist i figur 3.1, ble målt v.h.a. et skyvelære med en oppgitt usikkerhet på $\pm 50\mu m$. Oppkuttingen ble gjort av personalet på det mekaniske verkstedet, og de tilhørende usikkerhetene relatert til målene i figur 3.4 ansees som irrelevante i forhold til påfølgende arbeid.

Admittansmålingene gjort før elementet ble oppskåret.

Det henvises her til figur 3.2 og 3.3. Dette er indikasjonsmålinger fremlagt for ordens skyld, og det ble derfor ikke gitt noen diskusjon ang. relaterte usikkerheter. Hensikten var å påpeke hvordan admittansen endret seg etter at materialet ble kuttet opp. Imidlertid er den oppgitte usikkerheten til impedansanalysatoren er $\pm 0.001\mu S$ vedrørende konduktansen, og $\pm 50ppm$ vedrørende frekvensen.

FEMP-simuleringene vist i figur 4.1 og 4.2.

Også disse figurene omhandler indikasjoner, nå brukt til å analysere moder som senere sammenlignes med konduktansmålinger av arrayelementene. Rammebetingelsene i disse simuleringene er som sagt forskjellige i forhold til de eksperimentelle konduktansmålingene, så en diskusjon av usikkerheter ansees som overflødig. Generelt ville usikkerhetene rundt slike FEMP-simuleringer vært relatert til bl.a. materialdata og antall elementer per bølgelengde.

Plottingen vedrørende frekvensresponsen til arrayelementene, vist i figur 4.6-4.11.

Disse figurene viser en synlig, begrenset oppløsning da frekvenstep'ene er på 200Hz. Dette medfører at det i tillegg til oppgitte usikkerheter forbundet med impedansanalysatoren, også er usikkerheter knyttet opp mot konduktansverdiene mellom hver målefrekvens. Disse verdiene kan i prinsippet være hva som helst, men med tanke på at ingen av figurene viser utradisjonelle konduktanssprang, ansees det som lite sannsynlig at usikkerhetene i denne sammenheng baner vei for misledende fremdrift av oppgaven. F.eks viser figur 4.6 at senterelementet har maks resonans ved 75.6 kHz. Imidlertid ble direktivitetsmålingen i kap.6 gjort ved å eksitere dette elementet med en 76 kHz-burst. Denne frekvensen viste seg å gi størst respons på hydrofonen, noe som bekrefter at figur 4.6-11 gir en nærliggende indikasjon vedrørende resonansfrekvensene.

Oversikt over arrayelementenes maks konduktans, vist i figur 4.12.

Konduktansen er gitt ved et fargespekter som bygger på avleste verdier i MATLAB. Disse verdiene kan sees i programfilen, matkon.m, gitt i appendix. Usikkerhetene vedrørende maks konduktans vil være relatert til både impedansanalysatoren og fargespekterets fremstillingsevne.

Virkning av elektrisk belastning på et pårørende element, kap. 4.2.6.

Det ble her fremlagt hvordan koblingen dempes som følge av at en $13k\Omega$ -motstand parallellkobles med oscilloskopet. Etersom det er usikkert hvorvidt denne metoden gjenspeiler en reell elektrisk belastning fra filteret vist i figur 4.18, ble usikkerhetene rundt målingen ikke vektlagt.

Konturplottene vedrørende koblingsanalyser i luft og i vann.

Det henvises til figur 4.15-4.17 og 4.22. Disse konturplottene representerer spenningsresponsen som er avlest fra et oscilloskop, og videre fremstilt v.h.a. et fargespekter. Til tross for at spenningsverdiene ikke oppgis for hvert element, ansees figurene å gi en tilfredsstillende oversikt over koblingseffektene. Usikkerhetene rundt spenningsresponsen vil være relatert til oscilloskopets visning og fargespekterets fremstillingsevne.

Kapittel 10

Avslutning

Målet med denne oppgaven var å ta stilling til hvorvidt gjeldende arraykonstruksjon kan anvendes for tidsreverserende bruk på en olje/gass-separator. Arrayen ble først konstruert, og frekvensresponsen til hvert element ble kartlagt. Deretter ble koblingen undersøkt, etterfulgt av målinger vedrørende direktivitet og ekkoregistrering.

Om arrayen er egnet for tidsreversering, gjenstår ennå å se. Imidlertid har dette arbeidet fremmet interessante resultater som redegjør diverse egenskaper ved konstruksjonen.

10.1 Konklusjoner

Arrayelementenes frekvensrespons

Målingene i denne sammenheng ble brukt til å kartlegge tilhørende resonansfrekvenser, og disse ble brukt videre i arbeidet. Det ble vist at elementene hadde forskjellige frekvensrespons, men midlertid var frekvensresponsen nokså lik for elementer fra en gitt gruppe(1-6).

Kobling

I kap. 5 ble koblingen mellom elementene redegjort. D.v.s. at spenningsresponsene fra passive elementer ble målt. Det viste seg at koblingen var størst i luft, mindre i vann, og minst når stålplaten ble benyttet. Det er dessuten mulig at koblingen blir ytterligere redusert dersom arrayen brukes på en separator. Årsaken til dette er at en ståltank vil vibrere i mindre grad enn en relativt liten plate. Dette er imidlertid spekulasjoner som bør etterprøves.

Direktivitet

Direktivitetmålingene i vann viste relativt brede hovedlober for hjørneelementet. For senterelementet var hydrofonresponsen noe uklar, så det er diskutert hvorvidt tilhørende resultat er representativt. Dersom direktiviteten i denne sammenheng ble plottet på bakgrunn av beslektede signaler fra hydrofonen, var også denne hovedloben bredere enn teorien tilsier. Bredere hovedlober fra enkelt-elementer er en fordel ettersom fasestyringsdomenet til arrayen økes.

Da målingene ble gjort ved bruk av stålplaten, var hydrofonresponsene ytterligere uklare. Her ble beslektede signaler fra hver respons brukt til å plote feltet, og resultatene ble da oversiktlige. Årsaken til at signalene var såpass uklare, kan være relatert til diverse trykkbølger og kantrefleksjoner i stålplaten som følge av at denne er relativt liten. Dersom arrayen brukes på en separator, vil disse effektene forhåpentligvis reduseres pga. ståltankens størrelse.

Ekkoregistrering

Det ble her vist at ringingen fra en eksitering medfører at innkomne ekko skjermes. Imidlertid var måleoppsettet begrenset til at dette bare kunne undersøkes for avstander opp til 22cm. Med nåværende arraykonstruksjon var eksiteringssignalene neddempet etter omlag 0.5ms. Dette betyr at et ekko bør være

merkbar dersom det reflekteres i avstand på ca 40cm unna arrayen. Dersom både arraykonstruksjonen og det påtrykte signalet modifiseres, kan denne praktiske rekkevidden sannsynligvis forbedres.

Hvorvidt en ekkoregistrering er realistisk når arrayen evt brukes på en separator, er usikkert. Forhåpentligvis er koblingen mellom elementene ytterligere redusert når arrayen festes på en ståltank. Det er da mulig at de eksiteringsrelaterte signalene vil neddempes raskere. Forøvrig vil det være en utfordring å detektere ekkos som transmitteres via et stållag.

10.2 Forslag til videre arbeid

Det kan virke som at gjeldende konstruksjonsløsning har diverse svakheter i forhold til fremtidig mål. Likevel kunne det vært interessant å gjort målinger hvor arrayen kobles opp mot styringselektronikken beskrevet i kap.8. F.eks. kunne en i første omgang prøvd å fasestyre et fåtall av elementene, og deretter undersøkt presisjonen på en eventuell fokusering. Dersom dette fungerer, ville neste steg være å foreta tidsreversering med hele arrayen, både i vann og på en separatormodell ved CMR.

Det er sannsynlig at den nåværende konstruksjonstypen, hvor elementene er koblet gjennom et midtplan, må modifiseres. Det er i dette arbeidet fremmet forslag til alternative løsninger, og det kunne vært spennende å se om disse, eller andre forslag forøvrig, bidro til å forbedre anvendbarheten.

Bibliografi

- [1] A. Erdal. "Elementær innføring i sannsynlighetsregning og problemløsninger ved analyse av måleresultater".
- [2] Swenson George W. *Principles of Modern Acoustics*. D. van Nordstrand, (1953).
- [3] H.Kolbjørnsen. "Innføring i beregning av måleusikkerhet", (2007).
- [4] H. Hobæk. Kompendie nr. 1995-01 "Akustisk Holografi og Arrayteknologi. Fysisk Institutt, UiB", (Revidert utgave 2005).
- [5] E. Lillestøl/O. Hunderi/J.R.Lien. *Generell Fysikk For Universiteter Og Høgskoler. Bind 2: Varmelære og Elektromagnetisme, side 452*. (2001).
- [6] J.M.Hovem. *Undervannsakustikk*. TAPIR, (1978).
- [7] A. P. French. *Vibrations and Waves*. Nelson, (1971).
- [8] C. Prada, N. Lartillot, M. Fink. Selective Focusing in Multiple-Target Media: The Transfer Matrix Method. *Laboratoire Ondes et Acoustique, URA CNRS 1503, Université Paris VII, ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France.*, (1993).
- [9] Ferroperm Piezoceramics. http://app04.swwing.net/files/files/Ferroperm_Catalogue.pdf, (jan. 2009).
- [10] J. Kocbach. "Finite Element Modeling of Ultrasonic Piezoelectric Transducers". University of Bergen, Department of Physics, side 122, (sep 2000).
- [11] J. Kocbach. "Finite Element Modeling of Ultrasonic Piezoelectric Transducers". University of Bergen, Department of Physics, (sep. 2000).
- [12] L.E.Kinsler, A.R.Frey. *Fundamentals of Acoustics, Fourth Edition*. John Wiley & Sons.
- [13] M. Fink, C. Prada. "Acoustic time-reversal mirrors". *Institute of Physics Publishing, Inverse problems 17, R1-R38*, (2001).
- [14] M. Fink, G. Montaldo, M. Tander. "Ultrasonic Time Reversal Mirrors". *Laboratoire Ondes et Acoustique, ESPCI, University Paris 7,10 Rue Vauquelin, Paris, France*.
- [15] Mathias Fink. "Time Reversal of Ultrasonic Fields - Part 1: Basic Principles". *IEEE TRANSACTIONS ON ULTRASONICS, FERROELECTRICS, AND FREQUENCY CONTROL, VOL 39*, (sept 1992).
- [16] V. A. Shutilov. *Fundamental Physics of Ultrasound*. Gordon and Breach Science Publishers, side 191, (1988).
- [17] Standard. ANSI/IEEE Standard 176-1987: "IEEE standard on piezoelectricity." Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York (1988).
- [18] B.D. Steinberg. *Principles of Aperture and Array System Design*. J. Wiley & Sons, (1976).

- [19] M. Vestrheim. "Akustiske Transdusere. Forelesningsnotater i PHYS272 ved IFT UiB". side 4.1-4.18, (2007).
- [20] M. Vestrheim. "Akustiske Målesystem. Forelesningsnotater i PHYS373 ved IFT UiB", side 3.26-3.29, (2008).

Tillegg A

Programmering

A.1 MATLAB

A.1.1 Overføring av data fra impedansanalysatoren til MATLAB

```
%skriptfil for henting av data fra impedansanalysatoren  
%modifisert for bruk med USB-gpib enheten fra National  
% forutsetter tilgang til gpib.dll  
% det er bare i frekvensområdet man trenger å gjøre endringer  
%resultatet ender i vektorene g, b, og fr  
  
ud=gpib('dev',0,17,0,10,0,0);  
  
%ud=gpib('find','HP4192'); % finn håndtak til impedansanalysatoren  
gpib('wrt',ud,'A2C3F1'); % sett analysatoren i rett mode for admittans  
  
j=1;  
for frekv=50:0.2:200  
s=sprintf('%3.3f',frekv);  
gpib('wrt',ud,['FR' s 'ENEX']);  
  
pause(1)  
t=(gpib('rd',ud));  
d=sscanf(t,'%4c%f,%4c%f,%2c%f');  
g(j)=d(5);b(j)=d(10);fr(j)=d(13);  
j=j+1;  
end
```

A.1.2 5x5-matriseplott med fargekart, brukt til konduktanskartet i figur 4.12

```
M=[3.209,1.983,2.522,1.983,2.980; % Maksverdier for hvert element, [10-4S] Avlest i tilhørende workspace.  
1.967,3.603,3.683,3.378,2.119;  
2.570,4.001,4.905,3.753,2.720;  
2.540,3.630,3.865,3.507,1.925;  
3.055,2.114,2.560,1.873,2.869;]  
  
MM=ones(50,50); %setter opp konturplott-matrisen og fargekartet  
z=ones(10,10);  
n=1:10;  
for i=1:5  
m=1:10;  
for j=1:5  
MM(n,m)=M(i,j)*z;  
m=m+10;  
end  
n=n+10;  
end  
contourf(MM)  
colorbar
```

A.1.3 5x5-matriseplott med fargekart, brukt til å illustrere koblingseffektene i figur 5.3-5, 5.10 og 5.13

```
M=[0,656,600,640,840; %Avleste verdier, [mV]. Hentet fra workspace.
620,420,180,224,376;
496,152,112,128,168;
584,248,168,200,200;
800,376,232,224,216;]
MM=ones(50,50); %setter opp konturplott-matrisen og fargekartet
z=ones(10,10);
n=1:10;
for i=1:5
m=1:10;
for j=1:5
MM(n,m)=M(i,j)*z;
m=m+10;
end
n=n+10;
end
contourf(MM)
colorbar
```

A.1.4 Forventet direktivitet til 5x5 og 7x7-array, brukt til figur 7.1, 7.2, 7.3, 7.17 og 7.18

```
u=-249:0.1:251; %romlige orienteringsvektorer
c=-500:0.1:500;
teta=(180*asin(u*0.0198))./pi;
tetac=(180*asin(c*0.0198))./pi;

%5x5 array. d=10,24mm, L=9.48mm, R=51.4mm

p=zeros(1,length(u)); %comb-funksjon
p(2500)=1; p(1530)=1; p(554)=1; p(3472)=1; p(4446)=1;

y=sinc(pi*(u)*0.00948); %direktiviteten til ett element
dBy=20*log10(abs(y));
w=p.*y;
q=sinc(pi*(u-1.2)*0.0514);
x=conv(w,q); %direktiviteten til hele arrayen
dBx=20*log10(abs(x)); %dB-skala

%7x7 array. d=7.46mm, L=6.66mm, R=51.4mm
%ca samme bølgelengde som over gir samme synsfelt
%men gitterlobene faller annerledes

p_7=zeros(1,length(u)); %comb-funksjon
p_7(1146)=1; p_7(2492)=1; p_7(3838)=1;
y_7=sinc(pi*(u)*0.0068); %direktiviteten til ett element
w_7=p_7.*y_7;
q_7=sinc(pi*(u-2)*0.0514);
x_7=conv(w_7,q_7); %direktiviteten til hele arrayen
dBx_7=20*log10(abs(y_7)); %dB-skala
dBx_7=20*log10(abs(x_7));
```

A.1.5 Program relatert til direktivitetmålingen i kap.5

Styring av plotteren

```
cmd='R0,-10'; % Beskriver forflytningen, M=abs.koord, R=rel.koord
f=fopen('fprincmd','w'); %diverse
fprintf(f,'%s\n',cmd); %diverse
fclose(f); %diverse
system('print fprincmd') % kjører step'et
```

Program for overføring av data fra oscilloskop til PC

```
function [d,t]=tdslesdata(ch,start,stop)
%data=lestdsdata(ch,start,stop)
% ch=kanal nr, start,stop gir indekser til plukk
% d=returnert data (i Volt), t=tidsakse i s
% funksjon for å lese data fra tds2022b
% Merk, her er ingen autojustering av amplituden!
% HH 29/11-2004, mod. 4/4-2008
osc=gplib('dev',0,1,0,10,1,0);
gplib('wrt',osc,['DAT:SOU CH' num2str(ch)]);
gplib('wrt',osc,['DAT:ENC ASCII']);
gplib('wrt',osc,['DAT:WID 1']);
gplib('wrt',osc,['DAT:STAR ' num2str(start)]);
gplib('wrt',osc,['DAT:STOP ' num2str(stop)]);
gplib('wrt',osc,'WFMP:WFI?');pause(1)
spes=gplib('rd',osc);
%spes=tdsles('WFMP?');
gplib('wrt',osc,'CURV?');
pause(5);
gplib('rdf',osc,'data-lest');
f=fopen('data-lest','r');
%fseek(f,6);
data=fscanf(f,'%d,');
fclose(f);
skal=['2.0E-3 5.0E-3 1.0E-2 2.0E-2 5.0E-2 1.0E-1 2.0E-1 5.0E-1 1.0E0 2.0E0 5.0E0 '];
gplib('wrt',osc,['CH' num2str(ch) ':VOL?']);
sk=gplib('rd',osc);
pr=tdsles(['CH' num2str(ch) ':PRO?']);
p=str2num(pr);
d=data*str2num(sk)*4/128/p;
in=findstr(skal,sk(1:length(sk)-1));
sk1=tdsles('HOR:MAI:SCA?'); sk=str2num(sk1);
pos=tdsles('HOR:MAI:POS?');
t=(1:length(d))*sk/250+str2num(pos);
```

Automatisering av plottestep og dataoverføring

```
ch=1; % oscilloskopkanalen som skal overføres
start=1; % første måling ved 1
stop=2500; % siste måling ved 2500

for i=1:84; %antall plottestep
[d,t]=tds220lesdata(ch,start,stop); %Overfører data
MM(i,1:2500)=d(1:2500); % Organiserer data
system('print fprincmd'); %flytter plotteren
pause(1); %venter
end;
```

Plotting av målt direktivitet

```
%Målinger i vann, avstand ved lydakse:6cm
%hydrofonresponsene gitt ved 84 vektorer, MM(1-84) med 2500 punkter i hver.
%første måling sløyfes for symmetri,
%resulterende forkyvning er neglisjerbar
r=-41:1:41; %x-akse for direktivitetsplott
%Senterelementet:
%maksverdier funnet ved kommandoen max(MM(nr, fra:til)), f.eks MM(42,1:500)
%disse maksverdiene skaleres opp med 10000 for raskere plotting
%f.eks er første punkt i dir13 lik 0.0144.
%MM vektorene ligger i filen: 'dir13.mat'
dir13=[144,156,156,131,
      94,100,113,100,106
      ,94,88,70,75,81
      ,94,75,69,75,81
      ,94,94,88,100,113
      ,113,100,113,150,138
      ,150,156,144,144,175
      ,144,156,187,194,256
      ,256,275,294,294,288
      ,269,238,181,169,200
```

```

,169,187,181,194,200
,194,181,175,181,169
,131,125,119,106,100
,88,106,88,106,94,
106,106,106,100,100,
100,94,106,106,131
,94,94,88,94];

normdir13=dir13./294; %normalisering, deler på største verdi
dB1=20*log10(normdir1);% gjør om til dB

%Hjørneelementet:
%MM vektorene ligger i filen: 'dir1.mat'
dir1=[63,109,94,63,78,
94,94,78,94,78,
78,109,109,94,109,
109,125,125,125,156,
156,172,172,188,188,
203,203,203,266,313,
297,313,313,344,375,
375,422,422,453,469,
438,438,469,469,453,
438,438,406,391,344,
313,313,250,203,172,
141,109,109,94,94,
94,109,109,94,109,
125,125,109,109,94,
94,94,109,94,94,
94,109,109,120,94,
94,125,94];

normdir1=dir1./469;%normalisering, deler på største verdi
dB13=20*log10(normdir13); %gjør om til dB

%gjør om x-aksen til vinkler
grad=180*(atan((r2.*0.3)/6))./pi;

%gjør om y-aksen til volt:
%Disse baseres på vist maksverdi fra oscilloskopet ved lydaksen
%Denne sammenlignes med maksverdien for MM(42) som skaleres deretter
volt13=(MM.*57.82);
volt1=(MM.*63.927);

%Lager en tidsakse som går fra 0 til 1, og ikke 0 til 2500
t=0.0004:0.0004:1; %består av 2500 punkter mellom 0 og 1 med lik innbyrdes avstand
%-----

%Målinger i vann, avstand ved lydakse:14cm
%inneholder 86-3=83 målinger. første måling på MM=4.

%senterelementet
%MM vektorene ligger i filen, 'måltelementnr13.mat'
dir_13=[357,359,361,361,363,
363,361,363,363,363,
365,365,369,363,369,
375,377,379,385,387,
391,393,398,400,402,
404,406,412,414,412,
418,418,422,420,428,
430,428,430,432,432,
434,434,440,434,438,
434,432,432,432,432,
432,436,436,436,432,
431,427,421,419,413,
409,409,405,399,395,
390,390,388,384,380,
378,378,376,376,376,
372,372,374,372,370,
366,368,368];

```

```

%hjørneelementet
%MM vektorene ligger i filen , måltelementnr1.mat'
dir_1=[937,1375,1500,1156,1094,
      1187,1344,1250,1250,1250,
      1313,1344,1375,1406,1438,
      1469,1500,1532,1532,1534,
      1625,1688,1750,1781,1844,
      1875,1934,2000,2063,2063,
      2125,2188,2188,2250,2250,
      2313,2344,2375,2406,2406,
      2406,2406,2438,2438,2438,
      2438,2406,2375,2344,2282,
      2250,2219,2156,2125,2062,
      2000,1969,1906,1906,1875,
      1844,1813,1813,1781,1781,
      1781,1750,1750,1688,1688,
      1625,1594,1562,1500,1468,
      1375,1343,1281,1250,1187,
      1094,1062,1000];

r=-41:41;
%gjør om x-aksen til grader:
grad=180*atan((r.*0.3)/14)./pi;

%-----

%målinger via staa1, 3.7cm
%Hydrofonresponser
%omgjør til volt, ved lydaksen viste oscilloskopet 1.955V
voltstaa1=MM.*(1.955/1750);
%bruker samme tidsakse som over

%plotting av direktivitet
rstaal1=-32:32;%akse for direktivitetsplott
%MM-vektorene ligger i filen, 'staldir1.mat'
dirstaal1=[625,563,438,375,313,
          313,438,500,375,563,
          438,438,438,563,623,
          563,750,813,750,625,
          625,625,625,813,1000,
          1130,1375,1500,1688,1688,
          1750,1750,1750,1563,1563,
          1313,1250,1063,1000,875,
          750,563,563,563,500,
          500,500,563,625,625,
          563,625,563,500,500,
          500,563,563,563,563,
          438,500,438,188,250];

%normalisert:
normstaal1=dirstaal1./1750;
dBstaal1=20*log10(normstaal1);
%omgjør x-aksen til grader. -32:32 gir pm 68.9 grader
gradstaal1=180*(atan((rstaal1.*0.3)/(3.7)))/pi;

%målinger via staa1, 19.2cm
%Hydrofonresponser
%omgjør til volt, ved lydaksen viste oscilloskopet 0.685V
voltstaa1=MM.*(0.685/1750);

%plotting av direktivitet
rstaal2=-41:41;%akse for direktivitetsplott
%MM-vektorene ligger i filen, staldir2.mat'
dirstaal2=[313,313,328,328,344,
          375,375,375,375,375,
          391,391,406,438,406,
          406,391,375,375,375,

```

```

375,375,391,391,406,
422,453,484,484,484,
531,547,563,578,594,
609,625,625,625,625,
641,641,625,625,625,
594,594,578,563,547,
531,500,484,469,453,
423,391,375,359,344,
344,344,359,359,390,
375,391,422,468,500,
500,500,500,422,453,
406,406,406,313,313,
313,297,297];
%normalisert
normstaal2=dirstaal2./641;
dBstaal2=20*log10(normstaal2);
%omgjør x-aksen til grader. 0:82 gir pm 32.6 grader
gradstaal2=180*(atan((rstaal2.*0.3)./19.2))/pi;

```

A.1.6 Program relatert til målinger i kap.7

```

%relatert til kap7.3
%omgjøring av akser for koblingsresponsene
%gjør om x-aksen til 0-1ms
tid=0.0004:0.0004:1.004;
%'d' er en 2500x1-vektor i workspace

%omgjør y-aksen til volt.
%refersanseverdien ble avlest fra oscilloskopet
%eks: for element#1 var p-t-p verdien lik 624mV

%element#1:
D=d.*(0.312/max(d));
%element#2:
D=d.*(0.488/max(d));
%element#3:
D=d.*(0.625/max(d));
%element#7:
D=d.*(0.560/max(d));
%element#8:
D=d.*(0.750/max(d));

%relatert til kap 7.4
%finne p-t-p-verdi til den som ser ut som ekkobidraget:

%legger alle D-vektorene(10stk) i en matrise, alleD:
% slik at element#1 uten reflektor er alleD(1)
%element#2 med reflektor er alleD(2)
%element#3 uten reflektor er alleD(3)
%element#3 med reflektor er alleD(4) osv..

%ekkoX på element#X er da

ekko1=alleD(:,2)-alleD(:,1);
ekko2=alleD(:,4)-alleD(:,3);
ekko3=alleD(:,6)-alleD(:,5);
ekko7=alleD(:,8)-alleD(:,7);
ekko8=alleD(:,10)-alleD(:,9);

%p-t-p-verdier for disse ekkoene er

ptp1=abs(min(ekko1))+max(ekko1);
ptp2=abs(min(ekko2))+max(ekko2);
ptp3=abs(min(ekko3))+max(ekko3);
ptp7=abs(min(ekko7))+max(ekko7);
ptp8=abs(min(ekko8))+max(ekko8);

%element nr 8 med 2 perioders burst:
%p-t-p var 652mV

```

```

D8=d.*(0.326/max(d));

%Relatert til kap 7.5
%mottak fra ekstern kilde(hydrofon ved 6cm)
%skaleres til mV

%DmV er 1:2500 vektorer hentet fra oscilloskopet
%via GPIB
%skalaen på oscilloskopbildet var lik i alle målinger
%for element nr 1, var avlest maxverdi lik 22.4mV p-t-p
%DmV representerer mV skala

DmV1=d1.*(8.6/(max(d1)+abs(min(d1))));
DmV2=d2.*(9.8/(max(d2)+abs(min(d2))));
DmV3=d3.*(12.2/(max(d3)+abs(min(d3))));
DmV7=d7.*(13.6/(max(d7)+abs(min(d7))));
DmV8=d8.*(17.6/(max(d8)+abs(min(d8))));
DmV13=d13.*(22/(max(d13)+abs(min(d13))));

tid=0.0004:0.0004:1;

```

A.2 FEMP U3.1 Skripter forbundet med simuleringene i kap.4.2.2:

A.2.1 Materialfilen

```

10 piezo pz27
# mechanical terms
1.47000e+011 1.05000e+011 9.37000e+010 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
1.05000e+011 1.47000e+011 9.37000e+010 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
9.37000e+010 9.37000e+010 1.13000e+011 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 2.30000e+010 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 2.30000e+010 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 2.10000e+010
# coupling terms
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 1.16000e+001 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 1.16000e+001 0.00000e+000 0.00000e+000
-3.09000e+000 -3.09000e+000 1.60000e+001 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
# dielectric terms
1.00005e-008 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 1.00005e-008 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 8.08890e-009
# density and damping coefficients
7.70000e+003 7.00000e+001 1.60000e-002
# end of material data
11 fluid water
1.00000e+003 2.10250e+009 0.00000e+000 0.00000e+000
12 piezo steel
# mechanical terms
2.64840e+011 1.13002e+011 1.13002e+011 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
1.13002e+011 2.64840e+011 1.13002e+011 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
1.13002e+011 1.13002e+011 2.64840e+011 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 7.59190e+010 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 7.59190e+010 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 7.59190e+010
# coupling terms
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
# dielectric terms
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
0.00000e+000 0.00000e+000 0.00000e+000
# density and damping coefficients
7.90000e+003 5.00000e+001 0.00000e+000
# end of material data
13 fluid air
1.21000e+000 1.39876e+005 0.00000e+000 0.00000e+000

```

A.2.2 Inn-filen

```
materialfile
5
end

infiniteorder
10
end

order
2
end

meshingtype
elementsperwavelength, 75000
end

piezodiskfluid
0.01,0.02,8,8,10,0.007,2,13,1.3 \% første inputen er diameter, og er justert i de forskjellige målingene
end

directharmonicanalysis
1e4,200,1.5e5,complex_loss
end

admittance
1e4,200,1.5e5
end

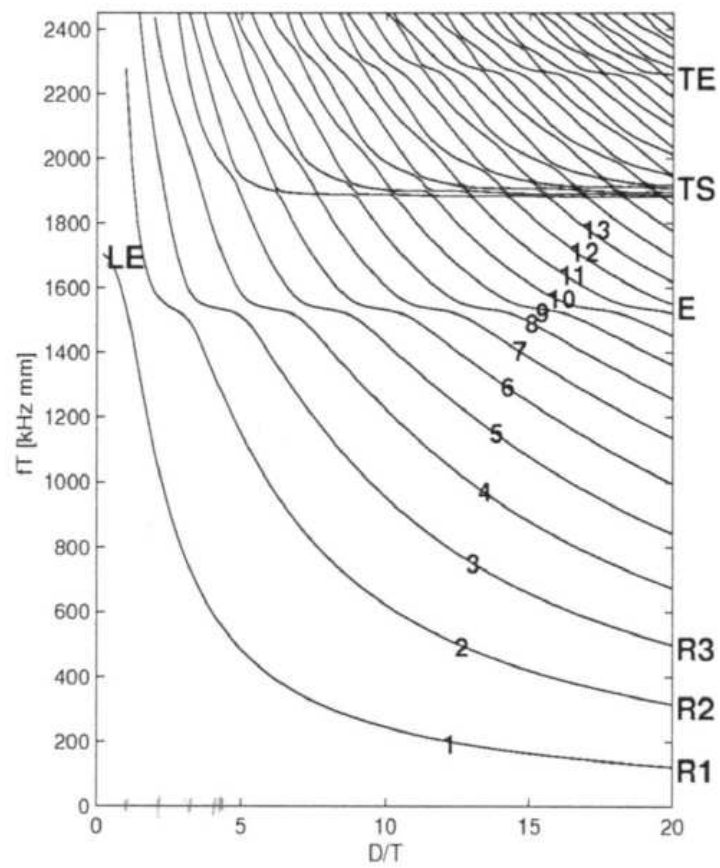
save
admittance,admittance_f
end

viewmesh
1
end
```


Tillegg B

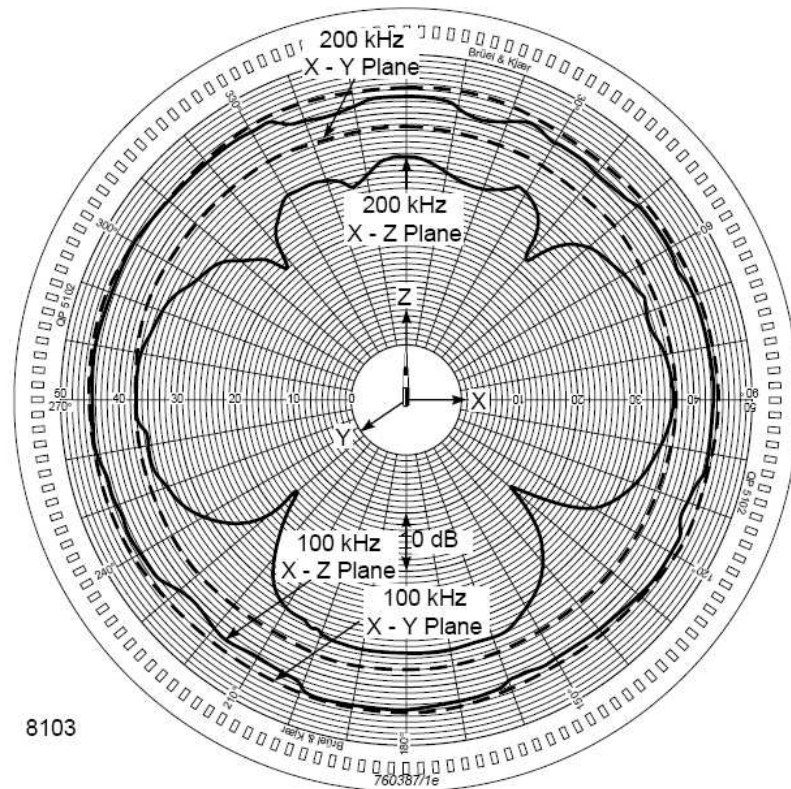
Vedlegg

B.1 Resonansfrekvensspekter, hentet fra [10]

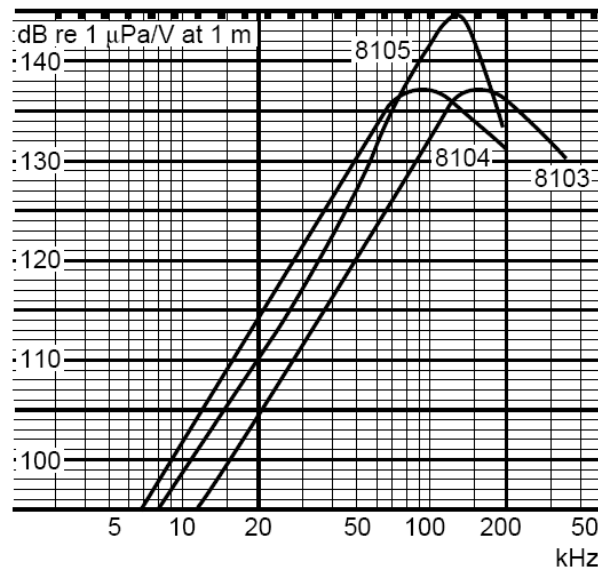


Figur B.1: Simulert resonansfrekvensspekter for symmetriske moder av et sirkulært PbZrTiO_3 -materiale i luft. Hentet fra [10]

B.2 Spesifikasjoner for 8103-hydrofonen



Figur B.2: Direktiviteten til hydrofonen.

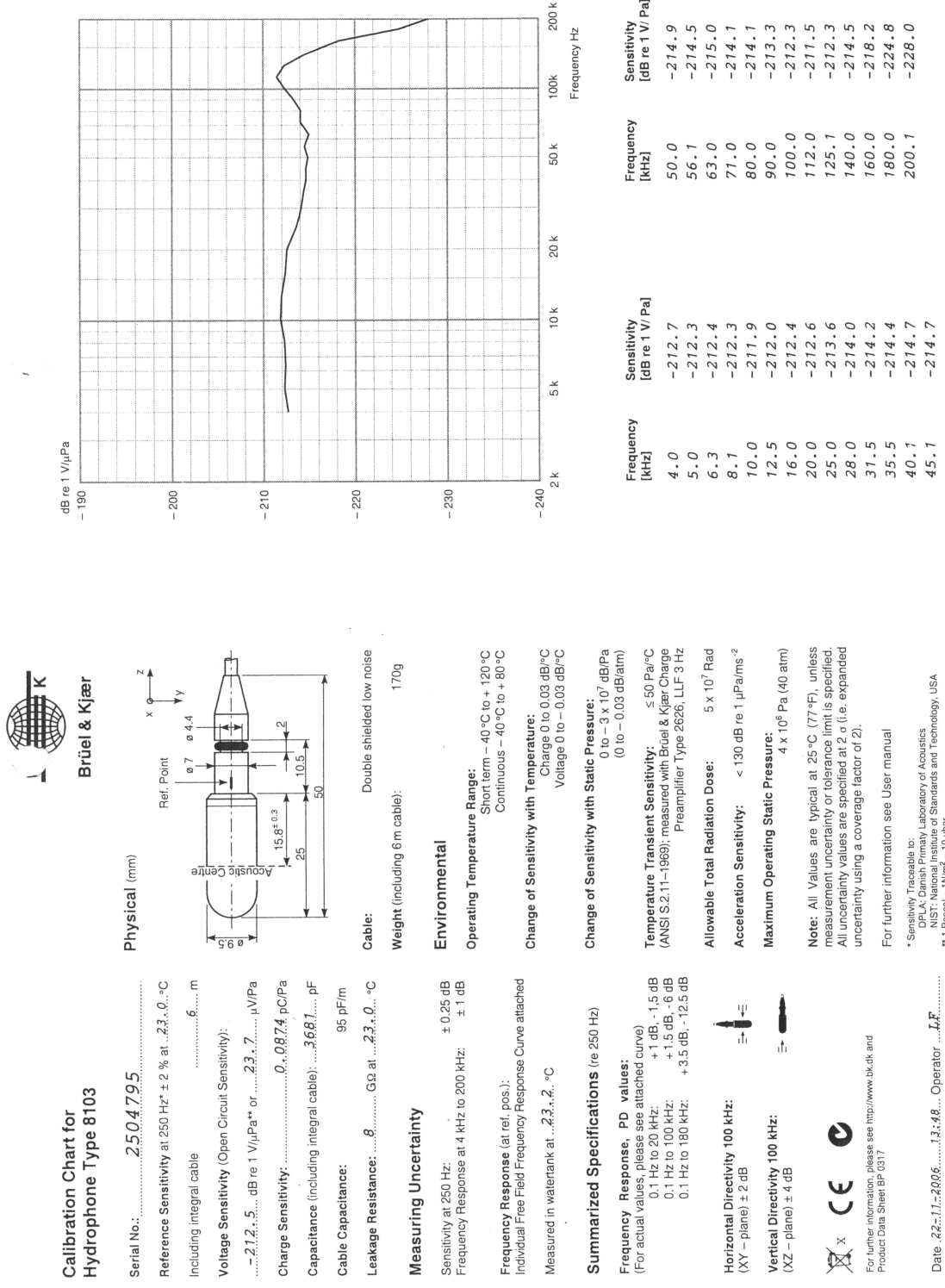


Figur B.3: Kildefølsomheten til hydrofonen.

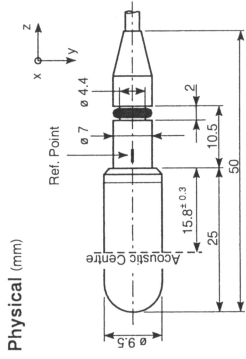
Calibration Chart for Hydrophone Type 8103

Serial No.: 2504795

BC 0004-16



Brüel & Kjær



Physical (mm)

Serial No.: 2504795

Reference Sensitivity at 250 Hz* ± 2 % at 23.0 °C
Including integral cable 6 m

Voltage Sensitivity (Open Circuit Sensitivity):
..... 21.2, 5 dB re 1 V/μPa* or 23.7 μV/Pa

Charge Sensitivity: 0.0874 pC/Pa

Capacitance (including integral cable): 3681 pF

Cable Capacitance: 95 pF/m

Leakage Resistance: 8 GΩ at 23.0 °C

Cable: Double shielded low noise

Weight (including 6 m cable): 170g

Environmental

Operating Temperature Range:
Short term -40 °C to + 120 °C
Continuous -40 °C to + 80 °C

Change of Sensitivity with Temperature:
Change 0 to 0.03 dB/°C
Voltage 0 to -0.03 dB/°C

Change of Sensitivity with Static Pressure:
0 to -3 x 10⁷ dB/Pa
(0 to -0.03 dBlatm)

Temperature Transient Sensitivity: ≤ 50 Pa/°C
(ANSI S.2.11-1969); measured with Brüel & Kjær Charge
Pre-amplifier Type 2626, LLF 3 Hz

Allowable Total Radiation Dose: 5 x 10⁷ Rad

Acceleration Sensitivity: < 130 dB re 1 μPa/ms²

Maximum Operating Static Pressure:
4 x 10⁸ Pa (40 atm)

Note: All Values are typical at 25°C (77°F), unless measurement uncertainty or tolerance limit is specified. All uncertainty values are specified at 2 σ (i.e. expanded uncertainty using a coverage factor of 2).

For further information see User manual

* Sensitivity Traceable to:
DPLA, Danish Primary Laboratory of Acoustics
NIST, National Institute of Standards and Technology, USA
** 1 Pascal = 1N/m² = 10 μbar

Measuring Uncertainty

Sensitivity at 250 Hz: ± 0.25 dB

Frequency Response at 4 kHz to 200 kHz: ± 1 dB

Frequency Response (at ref. pos.):
Individual Free Field Frequency Response Curve attached

Measured in watertank at 23.2 °C

Summarized Specifications (re 250 Hz)

Frequency Response, PD values:
(For actual values, please see attached curve)
0.1 Hz to 20 kHz: +1 dB, -1.5 dB
0.1 Hz to 100 kHz: +1.5 dB, -6 dB
0.1 Hz to 180 kHz: +3.5 dB, -12.5 dB

Horizontal Directivity 100 kHz:

Vertical Directivity 100 kHz:

For further information, please see <http://www.bk.dk> and Product Data Sheet BP 0317

Date: 22-11-2006, 13:48, Operator: J.F.

95114655

Figur B.4: Mottakerfølsomhet og generelle spesifikasjoner for hydrofonen. Type 8103 fra Brüel og Kjær

SPECIFICATIONS *

PREAMPLIFIERS

5660B, 5660C, 5662,
5670, 5676, 5678

MODEL	5660B	5660C	5662	5670	5676	5678
Voltage Gain ⁽¹⁾ (Inverting)	40 & 60dB Switchable (R _i > 1K ohm)	40 & 60dB Switchable (R _i > 1K ohm)	34 & 54dB Switchable (R _i = 50 ohm)	40dB Fixed (R _i = 50 ohm)	40dB Fixed (R _i = 50 ohm)	40dB Fixed (R _i = 50 ohm)
Bandwidth ⁽²⁾ (-3dB)	20KHz - 2MHz	500Hz - 2MHz	50KHz - 5MHz	50KHz - 10MHz	50KHz - 20MHz	50KHz - 40MHz
Equivalent Input Noise	5μVp-p	5μVp-p	10μVp-p	15μVp-p	20μVp-p	30μVp-p
Input Resistance	1M ohm	1M ohm	100K ohm	100K ohm	100K ohm	100K ohm
Input Capacitance	approx. 320pf	approx. 320pf	approx. 80pf	approx. 80pf	approx. 80pf	approx. 80pf
Input Protection	300V peak (Pulse Width <2μs, 1% Maximum Duty Cycle)					
Output Voltage	5Vp-p (R _L >1K ohm) 2Vp-p (R _L = 50 ohm)		2Vp-p (R _L = 50 ohm)			
Output Impedance	50 ohm in series with 4.7fd					
Max. Output Cable Length	>500' (152m)	>500' (152m)	50' (15m)	50' (15m)	50' (15m)	50' (15m)
Power Requirements	16V ±2V supplied by 8 Mallory TR-133 or equivalent batteries Line operated units available. Add /110VAC, /115VAC, or 230VAC to the Model Number (e.g. 5676/115VAC).					
Current Consumption	18ma	18ma	28ma	28ma	28ma	28ma
Battery Life	100 hrs	100 hrs	70 hrs	70 hrs	70 hrs	70 hrs
Dimensions	3"W x 2"H x 5"D (76mm W x 51mm H x 127mm D)					
Weight	1.4 lbs. (0.64Kg)					
Operating Temperature	0° to 50° C					

ORDERING INFORMATION

Panametrics preamplifiers are available in six standard models with the gains and bandwidths listed in the chart above. Other gains, bandwidths, and features are available on special order; consult Panametrics for details. The Panametrics sales staff is also available to assist in transducer selection and other ultrasonic applications problems.

Note: (1) Unless otherwise noted, specifications are typical at 20°C.

(2) Other gains and bandwidths available. Consult Panametrics.

*All specifications are subject to change without notice.

Teflon® is a registered trademark of E. I. du Pont de Nemours and Company.

ISO 9001 Quality System Registered



PANAMETRICS

221 Crescent Street • Waltham, MA 02453 USA • TEL 781-899-2719 • Toll free 800-225-8330
FAX 781-899-1552 • www.panametrics.com • e-mail: ndt@panametrics.com

©Panametrics, Inc. Printed 9/2001

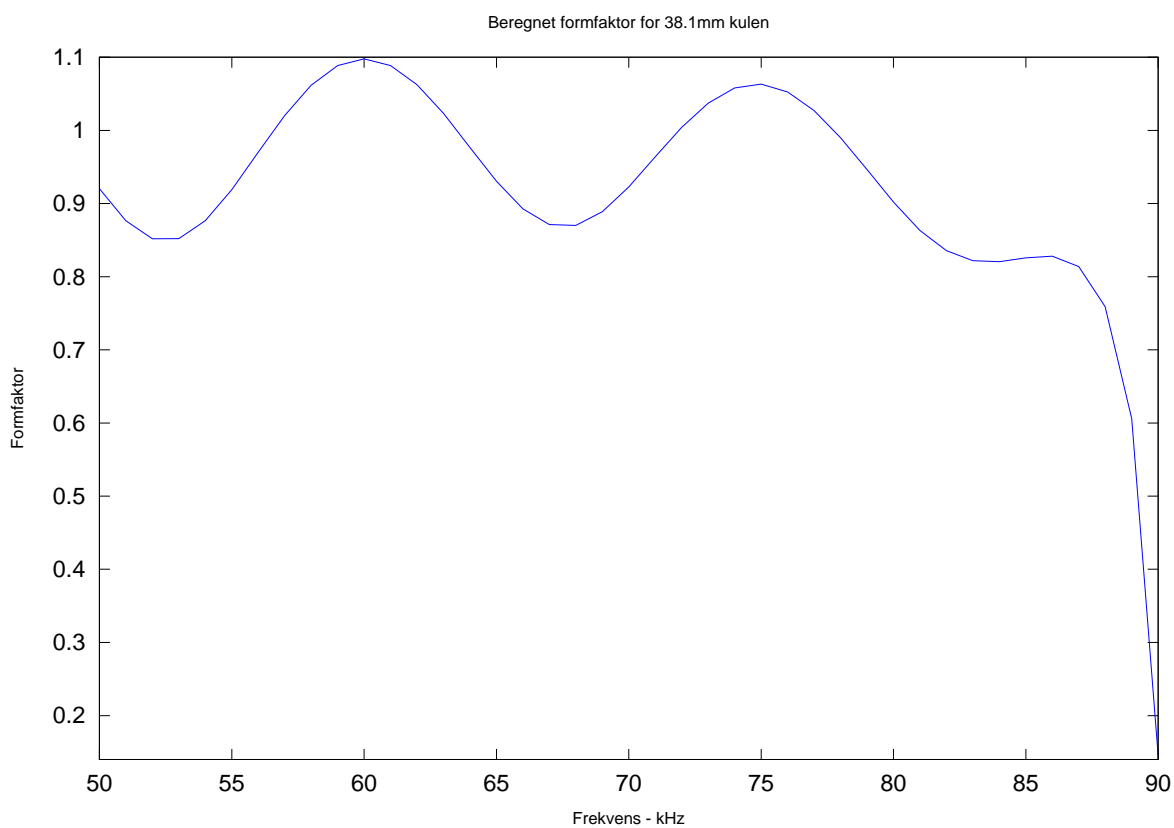
Figur B.5: Spesifikasjoner for Panametrics-forsterkeren brukt i kap. 7

B.3 Fysiske egenskaper forbundet med stålplaten

Tabell B.1: Stålplatenes fysiske egenskaper

Lengde	l_1	28.20	± 0.05	cm
Bredde	l_2	11.90	± 0.05	cm
Tykkelse	T	1.21	± 0.05	cm
Vekt	m	3.194	± 0.001	kg
Tetthet	ρ	7856	± 25	kg/m ³
Youngs modul	Υ	$19.5 \cdot 10^{10}$	fra [12]	Pa
Longitudinell lydshastighet	c	4982	± 8	m/s
Kar. impedans	ρc	$38.8 \cdot 10^6$	$\pm 1.4 \cdot 10^6$	rayl

B.4 Formfaktor for wolframkarbid-kulen



Figur B.6: Formfaktor for wolframkarbid-kulen