



Fys-3921  
Masteroppgave i kommunikasjon og  
mikroelektronikk

---

**Estimering av dempingskoeffisienter i elastiske materialer  
ved hjelp av bredbåndet ultralyd**

Josoph Abuker Ali

Juni, 2009

Det matematisk naturvitenskapelige fakultet  
Institutt for fysikk og teknologi  
Universitetet i Tromsø  
Norge



<i>INNHold</i>	3
----------------	---

## **Innhold**

<b>1 Forord</b>	<b>5</b>
<b>2 Innledning</b>	<b>7</b>
2.1 Damping av lyd i polymermaterialer . . . . .	7
2.2 Problemstillinger, mål og metoder . . . . .	7
<b>3 Teori</b>	<b>9</b>
3.1 Ultralyd . . . . .	9
3.2 NDT . . . . .	10
3.3 Trykkbølger i væsker . . . . .	10
3.4 Lineære modeller . . . . .	12
3.5 Bølgeutbredelse i media . . . . .	13
3.6 Bølger i faste media . . . . .	14
3.7 Refleksjon av elastiske bølger . . . . .	15
3.8 Refleksjon mot en fri overflate . . . . .	16
3.9 Refleksjon mot massiv overflate . . . . .	17
<b>4 Piezoelektrisk effekt</b>	<b>19</b>
4.1 Dampingparametermodeller . . . . .	21
<b>5 Eksperimentelt</b>	<b>23</b>

5.1	Ultralydssystem 23	
5.2	Impedanstilpasning . . . . .	24
5.3	Måleoppsett . . . . .	27
5.4	Praktisk gjennomføring av eksperimentet . . . . .	30
5.5	Bestemmelse av dempning . . . . .	31
5.6	Singel Modus . . . . .	31
5.7	Dual Modus . . . . .	33
5.8	Refleksjon og transmisjon for Nusil . . . . .	34
5.9	Grenseflaten mellom referansen og materialprøven (nusil $R_{2145}$ ) .	34
<b>6</b>	<b>Diskusjon av eksperimentelle resultater</b>	<b>41</b>
<b>7</b>	<b>Sammendrag og konklusjon</b>	<b>43</b>
<b>8</b>	<b>MATLAB-program for figurene</b>	<b>46</b>

# 1 Forord

Arbeid med denne masteroppgaven har vært utfordrende og har gitt meg motivasjon til å forsette med studium. Først av alt takker jeg Gud. Jeg vil også takke veieleder professor Frank Melandsø. Han har gitt meg muligheten til å jobbe med et så meget viktig og interessant felt. Frank har vært inspirerende og ikke minst motiverende under de mest vanskelige delene av mitt arbeid. Takk for hyggelige faglige og ikkefaglige samtaler. Takk til min elskede Mana som har støttet meg hele tiden og oppmuntret meg gjennom studiet. Takk til min sønn Ayub og døtrene Yusra og Isra, som gir meg mye glede og energi. Takk til Karl Magnus Fossan som har vært snill og hjelpsom. Til slutt vil jeg takke Steinar Trødal Henden som hjalp meg med programmering og korreksjon, og Are Larsen som har også hjulpet meg med korreksjonen.

Jeg vil også takke ledelsen ved Institutt for fysikk og teknologi.

Sitat: Den som ikke takker mennesker, takker heller ikke Gud.

Sa profet Muhammed. Fred være med ham.

Josaph Abuker Ali Tromsø, juni 2009



## 2 Innledning

### 2.1 Demping av lyd i polymermaterialer

Når lyd propagerer gjennom et medium, reduseres typisk dens intensitet med økende romlig avstand og økende frekvens. Alle naturlige materialer vil dempe lyd både gjennom elastiske tapsmekanismer, men også gjennom spredning. Spredning vil oppstå både gjennom geometriske effekter og på grunn av inhomogeniteter i materialet der variasjoner i den såkalte akustiske impedansen spiller en nøkkelrolle. I motsetning til spredningsmekanismer som ofte bevarer den mekaniske energien, vil elastiske tapsmekanismer redusere denne energien gjennom en irreversibel overføring til varme. Den kombinerte effekten av spredning og absorpsjon blir vanligvis referert til som materialets demping.

### 2.2 Problemstillinger, mål og metoder

Dette er i hovedsak en eksperimentell oppgave der et bredbåndet ultralydsystem er brukt til å undersøke hvordan dempingen av ultralydbølger i elastiske materialer avhenger av frekvensen. Ulike materialprøver ble undersøkt ved hjelp av dette systemet, som er levert som et PCI kort for plassering i en standard PC.

Fra litteraturen vet vi at både målinger av både reflekterte og transmitterte akustiske felter tidligere har vært brukt for å estimere dempingskoeffisienter i ulike materialer. Det har derfor vært et mål å utvikle et enkelt eksperimentelt oppsett bestående av to transdusere, der man lett kan skifte mellom reflekterte og transmitterte målinger i systemets software.

Vi ønsker også å undersøke egnetheten av disse to typer målinger, spesielt med tanke på myke polymertyper (silikongummier) der den akustiske dempingen er forholdsvis stor. I tillegg er det utført målinger akryl som fungerer som et referansemateriale, med dempingsdata tilgjengelig fra litteraturen.

En annen motivasjon for å gjøre denne typen eksperimenter er at siterte verdier av demping er ofte gitt for en enkelt frekvens eller som et gjennomsnitt over flere frekvenser. Verdiene er også farget av hvordan de ble produsert. Dermed vil siterte verdier bare gi en grov indikasjon på demping og bør ikke automatisk aksepteres. Pålitelig verdi fås kun ved hjelp av direkte eksperimentell bekreftelser.





## 3 Teori

Lydbølger tilhører en familie av bølger som trenger et materiale eller medium for å kunne propagere. Elastiske bølger oppstår for eksempel når partikler (atomer og molekyler) i et medium blir skjøvet ut av sine likevektsposisjoner av en lokal forstyrrelse. Da oppstår det en vekselvis kompresjon og ekspansjon av mediet ut fra området der forstyrrelsen oppstod. Forholdet mellom forskjellige bølgestørrelser er gitt i form av relasjonen nedenfor [2]:

For ikke-dispersive monokromatiske bølger er fasehastigheten  $v = f\lambda$  den farten en bølgetopp beveger seg med. Bølgelengden er gitt ved distansen mellom bølgetopper. Det er også vanlig å klassifisere en bølge ut fra hvilken retning forstyrrelsen beveger seg i, sett i forhold bølgens utbredelsesretning. Mange bølgetyper kan puttes i følgende to klasser:

1) Transverselle betegner en bølgetype der forstyrrelsen av medium skjer perpendikulært eller transverselt til bølgens utbredelsesretning. Klassiske eksempler på slike bølger er elektromagnetiske bølger og bølger på en streng.

2) Longitudinelle bølger er en bølgetype der forstyrrelsen av mediet er parallell med retningen som bølgen brer seg. Lydbølger i luft er et eksempel på en longitudinell bølge.

Vi vil i denne oppgave gjøre eksperimenter med lyd i faste materialer der både longitudinelle og transverselle bølgemoder vil bli generert.

### 3.1 Ultralyd

Lyd oppstår ofte som lokale vibrasjoner som deretter brer seg ut gjennom et medium enten i form av trykkbølger (lyd i gass eller væsker) eller som en forskyving i materiale (lyd i faste materialer). Lyd med frekvens som hører til området ovenfor menneskets hørsel, det vil si høyere enn 20KHz, kalles ultralyd. Propagering av ultralyd gjennom medium kan, som for andre lydbølger, skje i form av kompresjon, forskyvning, eller som en forstyrrelse på en overflate til et medium. Den siste av disse bølgetypene kalles overflatebølger og er også viktig for lydbølger i faste materialer. Alle disse bølgetypene brukes i dag innenfor ikke-destruktiv testing (NDT), for eksempel under kvalitetskontroll av materialer.

## 3.2 NDT

Innenfor NDT er hastighet og dempingskoeffisient for bølger størrelser som ofte måles, siden disse er relatert til fysiske egenskaper til mediet i form av elastiske konstanter, tetthet, sammensetning, etc. Ultralydteknikker er i dag et veletablert redskap innenfor en rekke medisinske og industrielle områder, og det er nå en økende interesse for ultralyd både innenfor etablerte og nye felter.

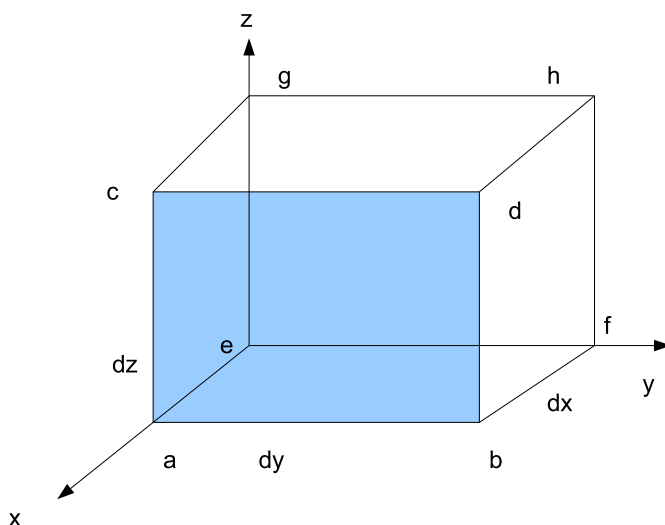
Det er flere grunner til at ultralyd er populært. Ultralydssystemer genererer normalt lave og ikke-skadelige intensitetsnivåer på bølgene, hvilket er særdeles viktig i medisinske anvendelser. Man kan også oppnå god romlig oppløsning (mm og sub-mm oppløsning) ved å benytte frekvenser i den nedre delen av MHz-området, hvilket betyr at prisen for tilhørende elektronikk er forholdsvis lav. Ultralyd kan også propagere gjennom svært mange ulike medier, både i gassform, væskeform og som faste materialer. Det er også en stor fordel at både dielektriske og ledende materialer kan undersøkes v.h.a. ultralyd, i motsetning til systemer som benytter mikrobølger.

Ultralydssystemer kan puttes i to hovedgrupper. Dette er pulsede systemer som sender ut en eller flere ultralydpulser over forholdsvis kort tid, for deretter å lytte etter ekkoer tilbake. Den andre gruppen er kontinuerlige systemer der mye lengre bølgeformer kan sendes ut i og med at det lyttes samtidig som sending pågår. Kontinuerlige systemer krever normalt separate elementer for sending og mottakk med god skjerming mellom disse (både akustisk og elektrisk). I denne oppgaven er det benyttet et pulset system som sender ut firkantspenning til ultralydtransduseren. Amplituden og bredden på denne pulsen kan varieres, i tillegg til en rekke andre parametre som blir beskrevet nærmere i avsnitt 3.

For å forstå hvordan ultralyd propagerer i et medium, vil jeg i neste omgang gå igjennom en del idealiserte modeller for lyd både i væsker og faste materialer, siden det eksperimentelle oppsettet inneholder både vann og elastiske materialer.

## 3.3 Trykkbølger i væsker

Utgangspunktet for å beskrive bølger i en gass eller væske er et sett av kontinuitet-slikninger som beskriver konservering av størrelser i systemet. For konservering



Figur 1: Differensial rektangulær parallell epipede i den første eller positive oktant

av masse er en slik kontinuitetslikning

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = 0 \quad (1)$$

se ref [1] Kontinuitetslikninger som dette brukes ofte til å til å bestemme størrelser som hastighet, trykk, krefter, eller energitap. Prinsippet går ut på å velge ut en kontroll volum i strømmen, for eksempel en liten imaginær sylinder innenfor væsken der likning (2) kan omformes til en integrert form. På denne formen forteller kontinuitetslikning oss at netto massestrøm inn i et avgrenset volumelement må være lik økningen eller reduksjon en av masse innenfor elementet.

Vi velger et element av epipedet i massestrømmen pr. flateenhet og tidsenhet i sentrum av epipedet vist i Fig.1 , og vi kan skrive  $q = (\rho v)_0$ , hastigheten har komppnenten  $\underline{v}(x, y, z)$  massestrømmens komponent i x-retning i punktet  $(\rho v)_0$ , og den midlere massestrømmen pr. flateenhet og tidsenhet ut gjennom sideflaten adbc i epipedet er  $(\rho v)_0 + \frac{\partial \rho v}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}$  sideflaten har areal  $\Delta x \Delta y \Delta z$  er den totale massestrømmen ut gjennom flaten pr. tidsenhet lik ligning 2.

$$[(\rho v)_0 + \frac{\partial \rho v}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}] \Delta y \Delta z \quad (2)$$

Likeledes blir uttrykket for den totale massestrømmen inn gjennom sideflaten efgh

pr. tidsenhet lik

$$[(pv)_0 - \frac{\partial pu}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}] \Delta y \Delta z \quad (3)$$

Den netto innstrømningen av masse pr. tidsenhet gjennom de to nevnte sideflatene er gitt ved differensen mellom de to siste uttrykkene. Følgelig kan netto innstrømningen i tidsrommet  $\Delta t$  skrives som  $-\frac{\partial(pvx)}{\partial x} \Delta \tau \Delta t$ , og  $-\frac{\partial(pvz)}{\partial x} \Delta \tau \Delta t$ , økningen i masse innenfor epipedet i samme tidsrommet er  $\Delta p \Delta \tau$  hvor  $\Delta p$  er tetthetsendring. Kravet om at massen skal være bevart leder til følgende masseregnskap for epipedet:

$$\Delta p \Delta \tau = -\left[ \frac{\partial(pvx)}{\partial x} + \frac{\partial(pvy)}{\partial y} + \frac{\partial(pvz)}{\partial z} \right] \Delta \tau \Delta t \quad (4)$$

ved overgangen til differensialsymboler  $\frac{\partial p}{\partial t}$  istedet for  $\frac{\Delta p}{\Delta t}$  kan man i vanlig vektornotasjon skrives  $\frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot (p\underline{v})$  den bidraget  $\nabla \cdot (\rho\underline{v})$  er ikke-lineært. Massen skal være bevart også i det ikke-lineære tilfellet.

Konservering av momentum vil være neste nivå mens konservering av energi er tredje nivå. Den første av disse, som svarer til Newtons andre lov for væsken, er gitt ved

$$\rho \left( \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla \underline{v} \right) = 0 \quad (5)$$

, der  $\rho$  er tettheten og  $\partial \underline{v} / \partial t$  akselerasjon lik endring av hastighet som funksjon av tid. Følgelig likningen (7), er tilnærmet konservering av momentum (Newtons andre lov pluss tapsleddet). Et eksempel på tapsledd er viskositet som tar bort energien fra systemet.

### 3.4 Lineære modeller

Vi skriver nå uttrykket som

$$P = P_0 + P_1 \quad (6)$$

der  $P_0$  er bakgrunnstrykk og  $P_1$  er perturbasjon. På tilsvarende måte skrives hastighetsfeltet som:

$$\underline{v} = 0 + \underline{v}_1 \quad (7)$$

mens tettheten er gitt ved

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (8)$$

Videre vil jeg benytte antagelsen om små variasjoner  $\rho_1 \ll \rho_0$  og den kontinuitetslikningen som

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \underline{v}_1 = 0 \quad (9)$$

En tredje relasjon mellom størrelsene er nødvendig for å lukke systemet. En slik relasjon kan finnes fra termodynamikken ved å se på trykkes totale arbeid  $W$  og den totale varmen  $Q$  til systemet. Det kan vises at i det lineære tilfellet får man den enkle relasjonen

$$P_1 = \kappa \rho_1 \quad (10)$$

der vi har små variasjon i  $P$  er trykk og  $\rho_0$  er tettheten og  $\kappa$  er en konstant som er avhengig av gassprosessen (isoterm eller adiabatisk) og den molekylære strukturen til gassen eller væsken.

### 3.5 Bølgeutbredelse i media

Forskyvningsfeltet for denne bølgeformen består av en serie fortettninger og fortynninger som sprer seg gjennom mediet. Det er nå lett å utlede en lineær bølgelikning fra de lineære likningene. Dette kan f.eks gjøres ved å la  $\frac{\partial}{\partial t}$  virke på likning (12)  $\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \underline{v}_1) = 0$  og bytter rekkefølge pga (12) er ikke som funksjon av  $\underline{r}$  og  $t$ . Vi får da

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \rho_0 \nabla \cdot \left( \frac{\partial \underline{v}_1}{\partial t} \right) = 0 \quad (11)$$

Bruker så høyre side av likning (12) i tillegg relasjonen mellom trykk og masse tettheten

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \nabla \cdot (-\nabla \cdot P_1) = 0 \quad (12)$$

som gir

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - \nabla [\nabla (\kappa \rho_1)] = 0 \quad (13)$$

eller en lineær bølgelikning på formen

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = \kappa^2 \nabla^2 (\rho_1) \quad (14)$$

Her gjennkjennes  $\kappa = \sqrt{(\Upsilon K_B T / \rho_0)}$  er fasehastighetene til bølgen, mens  $\Upsilon$  er adiabatkonstant og  $K_B$  er Boltzmanns konstant.

### 3.6 Bølger i faste media

I faste stoffer er de fysiske mekanismene som overfører bølgeenergien svært forskjellige i forhold til en gass eller væske. Vi nå se på spenninger i materialet og hvordan disse spenningene deformerer et volum. Utvikling kan få en langt høyere kompleksitet enn f.eks viskositetsfrie væsker. Vi har nå muligheter for flere typer bølger i faste media. Innen faste stoffer har vi også et stort spenn i materialegenskaper. Mange stoffer vil for små svingningsamplituder med god tilnærming følge Hooke's lov som gir en lineær sammenheng mellom elementdeformasjon og kraft. Utgangspunkt i Hookes lov som i en generell tensornotasjon gir en sammenheng mellom deformasjonen  $S$  og stress  $T$  som et fast stoff utsettes for

$$T_{ij} = \sum_k \sum_l c_{ij,k,l} S_{k,l} \quad (15)$$

Her er

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

element  $(i, j)$  i deformasjonstensoren i Hookes lov får vi

mens  $T_{ij}$  viser element  $(i, j)$  i stresstensoren ved å sett inn uttrykket for  $S_{ij}$

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \sum_k \sum_l c_{i,j,k,l} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (17)$$

eller

$$\frac{1}{2} \sum_k \sum_l c_{i,j,k,l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{1}{2} \sum_k \sum_l c_{i,j,k,l} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} = \sum_k \sum_l c_{i,j,k,l} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (18)$$

på grunn av symmetriegenskaper til  $c$ .

### 3.7 Refleksjon av elastiske bølger

Bølger som forplanter seg inn i område hvor de elastiske parametrene eller tettheten endrer seg raskt, vil kunne avbøyes og reflekteres. En longitudinell planbølge som kommer inn mot reflekterende lag, vil generelt føre både til en reflektert og longitudinell og transversell bølge. På den andre siden av laget vil dessuten begge bølgetyper dannes. For å kunne bruke en longitudinell en dimensjonal modell må vi anta at bølgen kommer normalt inn mot en plan grenseflate mellom to homogene elastiske lag. Tetthetene og de elastiske parametrene i de to lagene lag 1 og lag 2 er henholdsvis  $\rho_1, \lambda_1, \mu_1$  og  $\rho_2, \lambda_2, \mu_2$ . Bølgefeltet består av en innkommende bølge  $I_I$ , en reflektert bølge  $I_R$  og en bølge som transmitteres inn i det andre laget  $I_T$ . De tilhørende forskyvningsvektorene som bare består av forskyvningen i x-retning, kan henholdsvis skrives som

$$u_I = I_I \sin[k_1(x - c_1 t)], u_R = I_R \sin[k_2(x + c_2 t)] \text{ og } u_T = I_T \sin[k_1(x - c_1 t)] \quad (19)$$

Her er  $c_1$  og  $c_2$  er henholdsvis bølgens hastighet i de to lagene,  $k_1$  og  $k_2$  er de tilhørende bølgetallene og  $I_I, I_R, I_T$  er amplitudene. Størrelsene  $k_1 c_1 = \omega_1$  og  $k_2 c_2 = \omega_2$  er bølgens vinkelhastighet mens de tilhørende bølgeperiodene er  $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1}$  og  $T_2 = \frac{2\pi}{\omega_2}$ . Vi vil nå spesifisere betingelser som må være oppfylt på overgangen mellom de to mediene. Hvis vi antar at bølgen kommer inn til overgangen gjennom medium 1, må den totale forskyvningen i lag 1 være lik summen av forskyvningen for den innkommende og den reflekterte bølgen. Dette kan skrives som bølgefeltet

$$u(x, t) = u_I + u_R \quad (20)$$

I medium 2 har vi derimot kun den transverselle bølgemoden, eller

$$u(x, t) = u_T \quad (21)$$

Vi må nå kreve at deformasjonen må være kontinuerlig på overgangen mellom mediene, som kan uttrykkes som

$$u_I(x = 0, t) = u_R(x = 0, t) \quad (22)$$

Den andre størrelsen som må være kontinuerlig på grenseflaten er spenningen som virker på materialet. Spenningen i x-retningen kan skrives som

$$T_{xx} = (\lambda_1 + 2\mu_1)s_1 = \rho_1 c_L^2 \frac{\partial u_1}{\partial x} \quad (23)$$

Ved å sette uttrykkene for forskyvningfeltene inn i grenseflata får vi følgende likninger:

$$-I_T \sin(k_1 c_1 t) + I_R \sin(k_1 c_1 t) = I_T \sin(k_2 c_2 t) \quad (24)$$

$$\rho_1 c_1 - L_1^2 k_1 I_T \cos(k_1 c_1 t) + \rho_1 c_1^2 k_1 I_R \cos(k_1 c_1 t) = \rho_1 c_1^2 k_2 I_T \cos(k_2 c_2 t) \quad (25)$$

Skal disse vilkårene være oppfylte for alle tidspunkter, må uttrykkene som inneholder tiden  $t$  kunne forkortes. Følgelig må vi ha

$$k_1 c_1 = k_2 c_2 \quad (26)$$

Dette viser at bølgene i de to mediene har samme frekvens, men den transmitterte bølgen har bølgelengde forskjellig fra den innkommende og reflekterte bølge. Det er nå hensiktsmessig å innføre den akustiske impedansen  $Z = \rho v$  i Uttrykkene. I medium 1 og 2 er denne gitt ved  $Z_1 = \rho_1 v_1$

og

$Z_2 = \rho_2 v_2$ , henholdsvis. Ved hjelp av disse størrelsene kan nå skrive de konserverte likningene ved utgangen mellom mediene som  $I_I - I_R = I_T$  og  $Z_1 I_T + Z_1 I_R = Z_2 I_T$  ved å løse disse likningene med hensyn på den innfallende amplituden  $I_T$ , kan vi finne koeffisienter for refleksjon ( $R$ ) og transmisjon ( $T$ ). Disse er gitt ved

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (27)$$

$$T = \frac{Z_2 I_T}{Z_2 + Z_1} \quad (28)$$

Dette viser at amplituden av den reflekterte og den transmitterte bølge er bestemt av den akustiske impedansen, det vil si produktet av tetthet og bølge hastighet i de to lagene. Dersom de to lagene har samme akustisk impedanse, ( $Z_2 = \rho_2 v_2 = \rho_1 v_1$ ), så er  $I_R = 0$  og  $I_T = I_I$ . Den innkommende bølgen vil altså gå fritt gjennom overgangen.

### 3.8 Refleksjon mot en fri overflate

Ved en fri overflate vil den innkommende bølgen reflekteres helt, og ingen bølge vil transmitteres. En så kalt fri overflate er karakterisert ved grensebetingelsen



$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (29)$$

Grenseflatebetingelsene ved  $x = 0$  fører i dette tilfellet at spenningen  $T_{xx}$  forsvinner.

Settes det totale forskyvningsfeltet for innkommende og reflekterte bølge inn i grenseflatebetingelsen, fåes  $I_I + I_R = 0$ . Dette viser at amplituden for den reflekterte bølge er lik den innkommende.

### 3.9 Refleksjon mot massiv overflate

Hvis det elastiske mediet er festet til et idealisert undeformerbart medium langs skille flaten ved  $x = 0$  og den innkommende bølgen kommer inn normalt mot flaten så, vil den innkommende bølge reflekteres fullt ut og ingen bølge transmitteres. Det totale forskyvningsfeltet for innkommende og reflektert bølge settes inn i grenseflatebetingelsen, og det oppnås  $I_I - I_R = 0$  som demonstrerer at amplituden for den reflekterte bølge er lik den innkommende og med samme fortegn. Det betyr at f.eks. en innkommende trykkpuls vil reflekteres som en trykkpuls. Dette medfører at den akustiske impedansen  $Z_2 \rightarrow \infty$ .



## 4 Piezoelektrisk effekt

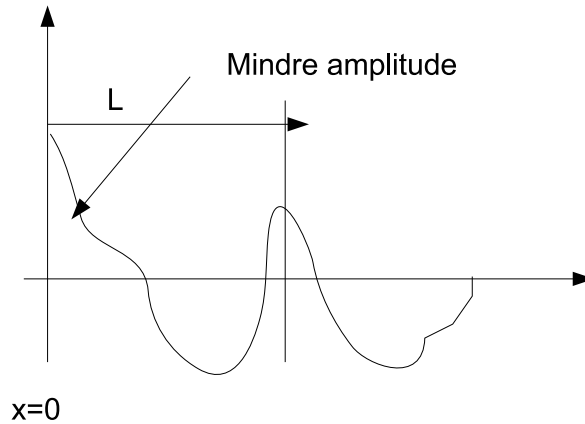
I materialer der den piezoelektriske effekten opptrer, er det en kobling mellom de elektriske og mekaniske (elastiske) egenskapene. Et påtrykt elektrisk felt vil med andre ord føre til en deformasjon av materialet. På samme måte vil en deformasjon sette opp et elektrisk felt og materialet har derfor bilaterale egenskaper. Den piezoelektriske effekten i et piezoelektrisk medium kan beskrives vha. et sett med grunnligninger. På komponentform for et kartesisk koordinatsystem kan disse uttrykkes som

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \quad (30)$$

$$D_i = e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ik}^S E_k \quad (31)$$

der summasjonskonvensjonen er benyttet. De konstitutive relasjonene for piezoelektriske media gir koblingen mellom de mekanisk og elektriske størrelsene i systemet. Følgende størrelser inngår i disse relasjonene:

- $T_{ij}$  er mekaniske spenningstensor [ $N/m^2$ ]
- $S_{kl}$  er mekaniske tøyningstensor
- $D_i$  er den elektriske forskyvnings vektoren [ $C/m^2$ ]
- $E_k$  er den elektriske forskyvnings vektoren [ $V/m^2$ ]
- $c_{ijkl}$  er elastiske konstant tensor ved konstant  $\underline{E}$  felt [ $N/m^2$ ]
- $e_{ikl}$  er piezoelektriske spennings konstant tensor [ $C/m^2$ ]
- $\epsilon_{ik}^S$  er den dielektrisk konstant tensor ved konstant tøyning [ $F/M$ ]



Figur 2: Damping modell

Disse konstitutive relasjonene kan også settes opp på andre former. Det bør bemerkes at materialkonstantene som inngår i  $c$ ,  $e$  og  $\epsilon_{ik}^S$  antar reelle tensorene men i medier med tap er det derimot vanlig å utvide disse til komplekse størrelser. Man bør også være klar over til begrensningene til den piezoelektriske modellen. Materialkonstanter som inngår i denne vil ofte være påvirket av fysiske parametre som temperatur og trykk. I tillegg er den piezoelektriske responsen ofte frekvensavhengig, hvilket betyr at modellen kun fungerer som en god tilnærming innenfor et begrenset frekvensområde. Den komplekse forskyvningen  $u$  gir dermed opphav til en komplekse tøyning gjennom relasjonen

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{1}{2} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (32)$$

som for den endimensjonale tilfelle reduseres denne tensoren  $S = \frac{\partial u}{\partial x}$ .

Monokromatisk bølger eller bølger med en frekvens. Bølgelikningen i en dimensjon er superposisjon av høyre- og venstre propagerende bølger. For forskyvningen  $u$  gir dette bølgelikningen

$$u = u_0 \exp[j(\omega t - kx)] + u_0 \exp[j(\omega t + kx)] \quad (33)$$

Hvis vi innfører en kompleks verdi for bølgetallet ( $K = \beta - j\alpha$ ) gir dette et bølgefelt

$$u = u_0 \exp[j(\omega t - \beta x + j\alpha x)] = u_0 \exp(-\alpha x) \exp[j(\omega t - \beta x)] \quad (34)$$

der  $\alpha(\omega)$  er dempningsfaktor og  $\beta(\omega)$  er bølgetallet generelt vil både  $\alpha$  og  $\beta$  frekvensavhengige, eller  $\alpha(\omega)$ ,  $\beta(\omega)$ . Det fysiske feltet kan nå finnes ved å ta realdelen til den bølgeformen. Dette gir for den positive bølgemoden

$$\tilde{u} = u_0 \exp(-\alpha x) \cos(\omega t - \beta x) |_{t=0} \quad (35)$$

Vi ser at dette er en vanlig bølgefunksjon multiplisert med en tapsfaktor som øker med avstand eller tykkelse.

forholdstallet mellom de to amplituder i en avstand  $L$  blir da

$$R = |u_1/u_0| = \exp(-\alpha L) \quad (36)$$

mens forholdet for intensitetene blir

$$R^2 = |u_1^2/u_0^2| = \exp(-2\alpha L) \quad (37)$$

avtar raskere.

Når bølgen propagerer i reelle media, er tap alltid involvert. Bølgen taper energi til media av propagering, og det resulterer i svak lokal oppvarming. Disse små tapene kalles demping og vil i vårt modell være beskrevet av en eksponentialfunksjon. Vi vil nå studere tapet i en dB-skala, der f.eks forholdstallet mellom amplituden i dB defineres som  $R_{A,dB} = 20 \log \frac{u_1}{u_0}$ . Her har valgt "log" som betegnelse for tielogaritme ved å ta utgangspunkt likning (37) kan tapsfaktoren i en dB-skala uttrykkes som

$$R_{A(dB)} = 20 \log R_A \rightarrow 20 \log(\exp(-2\alpha L)) \rightarrow -20\alpha L \log(\exp(1)) \quad (38)$$

der  $L$  = tykkelsen til transduseren. Vi kan forenkle taps faktoren til

$$R_{A(dB)} = -8.68\alpha L \quad (39)$$

## 4.1 Dempingparametermodeller

For noen tilfeller er det nødvendig å bruke mer kompliserte modeller for å beskrive akustisk tap. En mye brukte modell er Power-funksjoner på formen

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 |f_1|^\gamma \quad (40)$$

Damping parameter som funksjon av frekvens der  $\alpha_0$  er ofte null,  $\gamma$  er eksponential potens og  $f$  er frekvensen

$$\beta(t) = k_0 + \beta_{E(t)} \quad (41)$$

Resultatet indikerer at eksponentialleddet er frekvensavhengig og oppfører seg som kompleks vektning av amplitude for spektral frekvens. De vanlige tap per bølgetall er veldig små, men betydningsfulle siden disse deles på bølgetallet

$$\frac{\alpha(\omega)}{k} \quad (42)$$

Selv om den er veldig liten, har den sterk kumulativ effekt over mange bølglengder. Se ref [2]

## 5 Eksperimentelt

### 5.1 Ultralydsystem

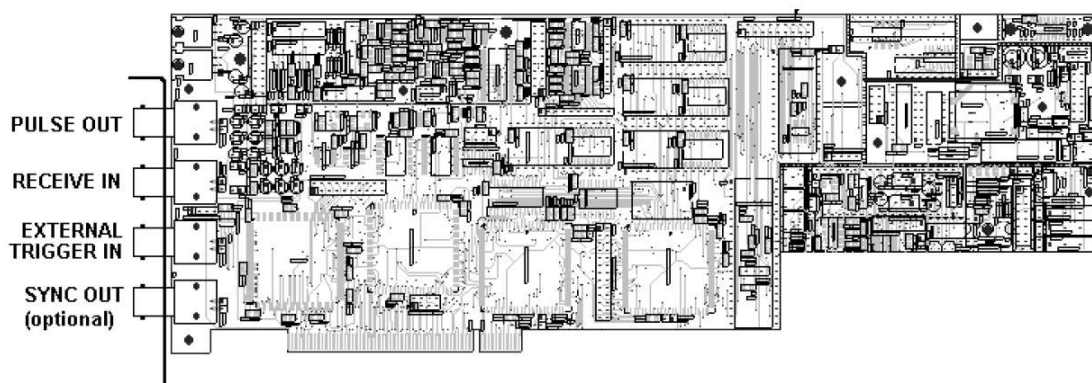
For å undersøke dempningssegenskapene til ulike materialer har vi i denne oppgaven benyttet et pulsmottakersystem fra Ultratek (type PCIUT3100) se Fig. 3. Dette systemet leveres som et komplett PCI kort som inneholder sender, mottaker og høyhastighets analog til digital konverter. Kortet genererer en høy spenningspuls ut fra pulskopling og ultralydsignal blir mottatt og konverteres til digitale data med en samplingfrekvens på 100MHz. Ved hjelp av enten medfølgende software eller Labview-rutiner kan ulike eksperimentelle parametre lett justeres. Under eksperimentene ble Labview benyttet, i hovedsak for å kunne lagre samplede data på en standard tekstfil for videre analyse i Matlab. For vårt eksperiment er følgende parametre viktige:

- Repetisjonsfrekvens (RPF). Denne parameteren angir hvor mange ganger utsendingen av en enkeltpuls skal repeteres. Systemet midler over alle utsendinger slik at økende RPF-tall vil redusere støy (f.eks inkoherent støy for forsterker). For våre eksperimenter ble RPF=500 benyttet.
- DC offset: Brukte til å justere sammen med gain parameteren for å utnytte den dynamiske samplingsområdet (8-bit) best mulig. Denne parameteren med typiske verdier mellom 0V og -0.4V for våre eksperimenter.
- Bufferlengde: Spesifiserer hvor mange samplinger av det analoge signalet som vil konverteres til digitale data. Det kan være fra 16 til 16384 samplinger i trinn med logaritmisk forsterker. For vårt formål var 2000 samples tilskrekkelig.
- Pulsebredde: Denne har en nær sammenheng med transduserfrekvens. Det kan beregnes ved hjelp av denne formelen

$$W = 500/F_t \quad (43)$$

Der  $W$  er pulsbredden i ns og  $F_t$  er transduserfrekvens i MHz. som gir følgende eksperimentverdi:

$$W = 500/10 = 50ns \quad (44)$$



Figur 3: Pulsermottakeren vi bruker er av typen ultratek PCIUT3100

- Singel(0): mottaker og sender er separert
- Dual (1): mottaker og sender er samme element
- Spenning: øker amplituden av signalet.
- Eksperimentverdi: 120Volt
- Gain: er brukte til kontroll av signalets amplitude. Verdiene vi bruker under målingene er 18, 22, 23 og 38.

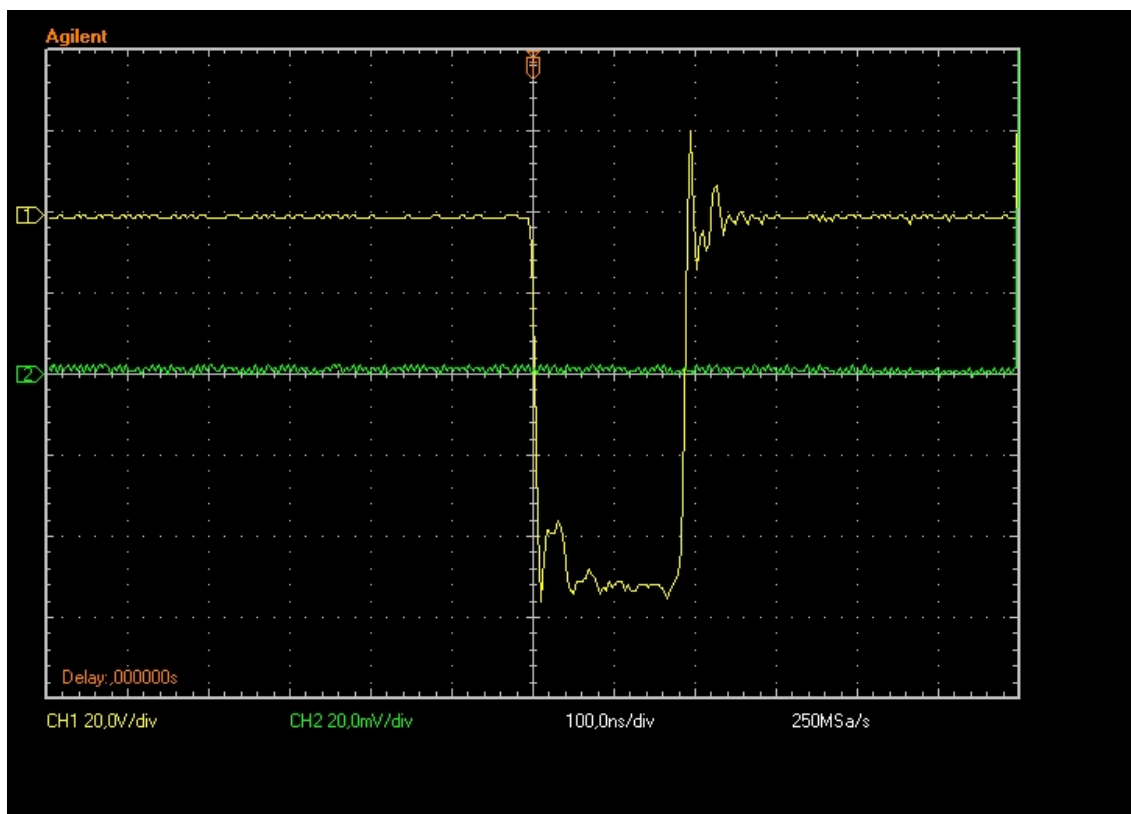
## 5.2 Impedanstilpasning

Tilpasning av elektrisk impedanse er viktig for alle målesystemer der signaler sendes gjennom kabler. Ultralydssystem som ble benyttet, sender elektriske signaler gjennom standard koaksialkabler på  $50\Omega$ . Vi fører forsterket signal direkte til transduser, og signalet forsterkes med en digital forsterker.

Vi valgte å bruke en forsterker med mulighet til å forsterke signalet  $V = 50$  ganger. For å undersøke hvordan de piezoeltriske transdusene kan tilpasses denne impedanseverdier forsøk med egen driver forsterker (Falco systems WMA-300). Båndbredden på forsterkeren er 5MHz, og den har en inngangsimpedans på  $50\Omega$ . Utgangen på forsterkeren var koblet til sender  $T_x$ . På den andre siden av PMMA-filmholderen var mottaker  $R_x$  koblet til en forsterker. Kabelen blir terminert med en  $50\Omega$  motstand. Men den hadde liten effekt og virket ikke særlig og måtte byttes



med en annen impedans på  $33\Omega$ . Videre ble en signalgenerator og et digitalt oscilloskop, begge fra Agilent Technologies, benyttet under oppkoblingen for å kalibrere systemet, og i tillegg ble et multimeter brukt. Resultatet av den totale forsterkeren med disse instrumentene presenteres i tabell 1 til 3.



Figur 4: Målt potensiale på transduserelektrode ved sending.

Piezo film del nummer Transduser	1-1002785-1
Kobling type singel $T_x$	
Tykkelse	28E-6m
Stigetid	500E-9s
Falltiden	480E-9s
Pulsbredden $\Delta t$	2.0E-6s
Cap(ns) $C$	10E-12F

Tabell 1: Målte tidskonstanter for kapasitans 10pF

Piezo film del nummer Transduser	1-1002785-1
Kobling type singel $T_x$	
Tykkelse	52E-6m
Stigetid	300E-9s
Falltid	270E-9s
Pulsbredden $\Delta t$	2.0E-6s
Cap(ns) $C$	1000E-12F

Tabell 2: Målte tidskonstanter for kapasitans 10pF

Forandre bredde 20mV/div (Høyere frekvens verdi)	
Piezo film del nummer Transduser	1-1002785-1
Kobling type Dual $T_x/R_x$	
Tykkelse	52E-6m
Stigetid	300E-9s
Falltid	270E-9s
Pulsbredden $\Delta t$	50.0E-9s
Cap(ns) $C$	1000E-12F
Senter frekvens $f_c$	500.0E7Hz

Tabell 3: Målte tidskonstanter for kapasitans 1nF

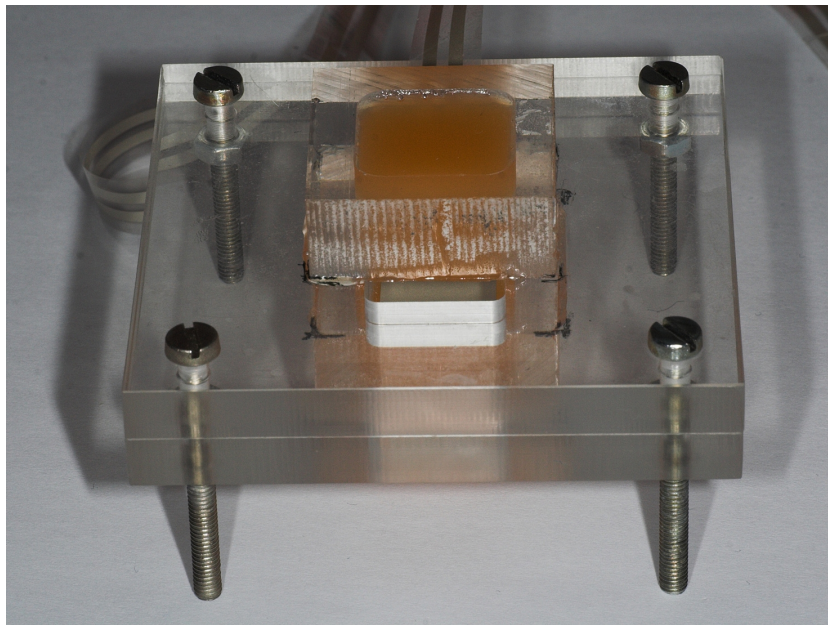
Youngs modulus $E$	8.0E9 $N/m^2$
Poissons forholdstall $\nu$	0.2
Piezoelektrisk konstant $d$	-1.05E-11 $C/N$
Massetetthet $\rho$	1780 $kg/m^3$
Typisk grenseflata $R_i$	1-10E6 $\Omega$
Elektrode	0.48
Cap(nF) $C$	0.7E-9 $F$
Tykkelse	52E-6M

Tabell 4: PVDF

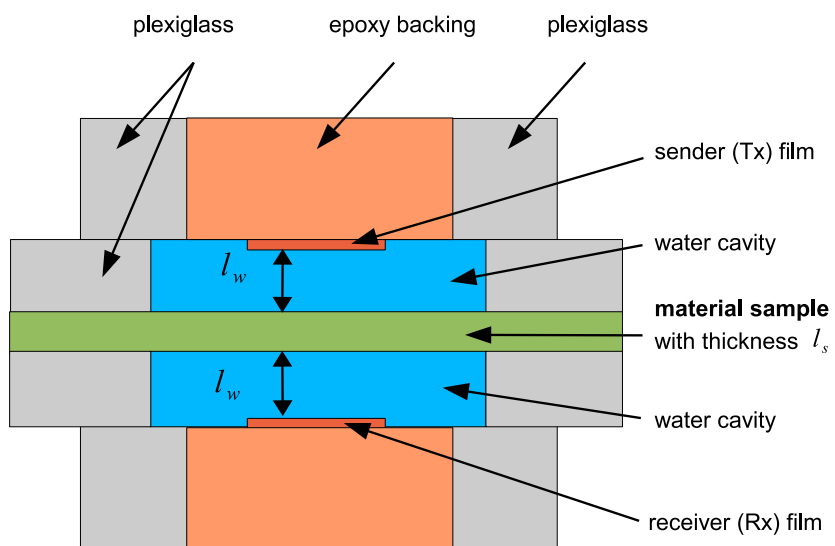
### 5.3 Måleoppsett

For å kunne måle demping av ultralyd i ulike materialer, ble det laget materialholder holderern er vist i Fig.5 består av to plexiglassplater der en materialprøve skrues fast mellom platene. I hver av platene er det breset ut et hulrom som fylles med vann når holderen senkes ned i et vannbad. Til hver av platene er det også festet en transduserenhet som består av en PVDF-film og en epoxystøpt baching med en plexiglassramme. Som bachingmaterial, ble Hysol 942 benyttet. Et snitt gjennom holderen med transduserenheter er vist i Fig.5 For hver av PVDF-filmene ble det brukt en ferdiglamintert film med kabel ( type fra MSI), som vist Fig.7 Tykkelsen  $d_0$  til disse filmene er henholdsvis 28  $\mu\text{m}$  og 52  $\mu\text{m}$ .

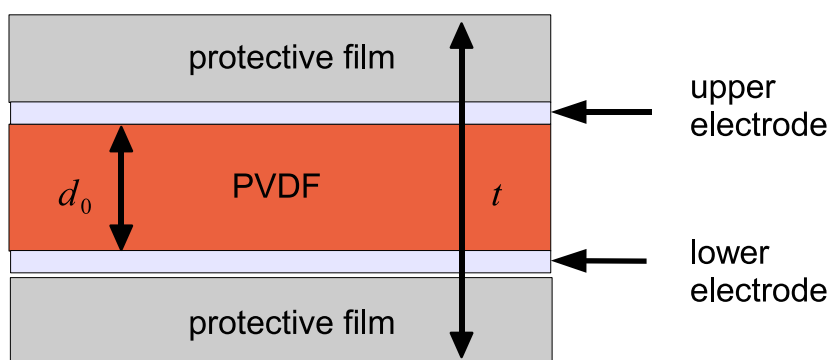
Andre relevant material data for PVDF materialer gitt ved i Tabell.1



Figur 5: Foto av eksperimentelt oppsett som benyttes i oppgave



Figur 6: Snittflate gjennom det eksperimentelle oppsettet.



Figur 7: Opprinnelige filmer er kuttet i mindre deler for å gjøre akustisk kobling bedre. PVDF-filmer er omgjerdet av elektroder som er laget av et ledende lim, som igjen er beskyttet av ytre filmer. Et kutt gjennom filmen viser derfor mange lag som illustrert i Fig.7. PVDF står for poly vinylindene fluoride og har kjemisk formel  $CH_2CF$

## 5.4 Praktisk gjennomføring av eksperimentet

Under eksperimentene blir holderen senket ned i et vannbad (destilert vann) som sørger for væsk kobling mellom transduserene og materialprøven som skal undersøkes. Disse vannfylte hulrommene er angitt med "water cavity" som vist i Fig.6. For å kunne benytte en endinemsjonal bølgeomodell for å beskrive dette eksperimentet, er det særdels viktig at materialprøven har mest mulig uniform tykkelse og at overflatene på denne, er mest mulig parallel med transduser overflatene.

Den akustiske impedans ( $Z$ ) i et materiale defineres som produktet av dets tetthet og akustiske hastighet

$$Z = \rho v \quad (45)$$

Akustisk impedans er viktig i beregning av akustisk overføring og refleksjon på grensen av to materialer som har ulike impedanser, utforming av ultralydtransdusere og Vurdering av absorpsjon av lyd i et medium.

Ved plassering av transduseren på vannoverflaten settes den litt på skrå for å få tetthetsforskjell.

Vi måler differensen mellom to ekkoer og leser skjermen fra pulsreceiveren

$$\Delta t = \frac{2l}{v} \quad (46)$$

. Hastigheten av materialprøven finner vi

$$v = \frac{2l}{\Delta t} \quad (47)$$

,der  $l$  er tykkelsen til transduseren. følgelig impedansene til materialprøven (nutil  $R_{2145}$  og vann er gitt ved:

$$Z_{R2145} = \rho_{R2145} v_{R2145} \quad (48)$$

$$Z_w = \rho_w v_w \quad (49)$$

## 5.5 Bestemmelse av dempning

Når bølger propagerer i reelle media, er tap involvert. Lydbølger taper energi til media og dette resulterer i en svak oppvarming. Disse små tapene kalles demping. Dempningen måles som forholdet mellom to effektetthetsspekter multiplisert med invers av transmisjonen delt på tykkelsen til transduseren. Denne beregningen gir dempningskoeffisient i desibel per enhet. Videre konverteres denne verdien til nepers per lengde. Denne faktoren bestemmer graden av lydbølgeenergireduksjon per enhet avstand. Dempningens eksakte verdi er avhengig av materialprøven. Både prøven av silikongummi og PMMA som blir benyttet har tykkelse 1.0mm. Dempningsparameteren påvirkes av frekvensen. Når frekvensen øker, så øker parameteren. I tillegg reduserer den amplituden og intensiteten av signalet med hensyn på pulsbredden. Kvaliteten av målingen er avhengig av

$$\alpha(\omega) = 0.5 * dB * /MHz * l_0 * frekvens \quad (50)$$

$L_0$  er tykkelsen til transduseren som har verdi  $l_0 = 1.0mm$ .

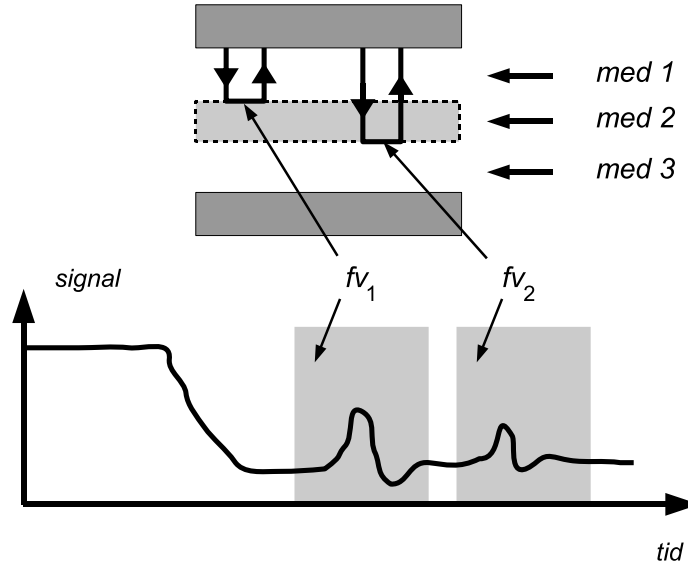
Demping verdi for rom temperatur:  $\alpha(\omega) \simeq 2.3 * 10^{-14} s^2/m$

## 5.6 Singel Modus

Vi vil nå gi en beskrivelse av hvordan dempningskoeffisienten for et materiale kan estimeres eksperimentelt, i første omgang ved å bruke ultralyssystemet i single modus. For denne modusen der kun en transduser er aktiv, kan dempingen estimeres fra en enkelt tidsserie som vist i Fig.8. Metoden benytter første refleksjon fra overgangen mellom vann (vist som med 1 eller medium 1 i figuren) og materialprøven (medium 2), i tillegg til andre refleksjon fra bunnen av materialprøven (mellom medium 2 og 3) som vist i øvre Fig.8. For en tilstrekkelig tykk materialprøve vil disse to signalformene som vi vil referere til som  $f_{v1}$  og  $f_{v2}$  lett kunne separeres som vist i nedre Fig.8, ved å benytte vindusfunksjoner (illustrert som grå skraverte felter i figuren).

Etter at signalformene  $f_{v1}$  og  $f_{v2}$  er plukket ut i tidsdomenet ved hjelp av passende vindusfunksjoner, overføres disse til frekvensdomenet ved hjelp av en FFT. I dette rommet vil en planbølgemodell gi følgende relasjon mellom normen av de Fouriertransformerte (betegnes som  $F_{v1}$  og  $F_{v2}$ , henholdsvis):

## refleksjonsmåling



Figur 8: Illustrasjon av refleksjoner og tilhørende pulsformen som brukes ved singel modus

$$(R_{12}/T_{12}R_{23}T_{23})F_{v_2}(\omega)/F_{v_1}(\omega) = \exp(-\alpha(\omega)2l_0) \quad (51)$$

I likningen inngår refleksjonskoeffisienten  $R_{12}$  mellom medium 1 og 2, refleksjonskoeffisienten  $R_{23}$  mellom medium 2 og 3, i tillegg til  $T_{12}$  som transmisjonskoeffisienten mellom medium 1 og 2.

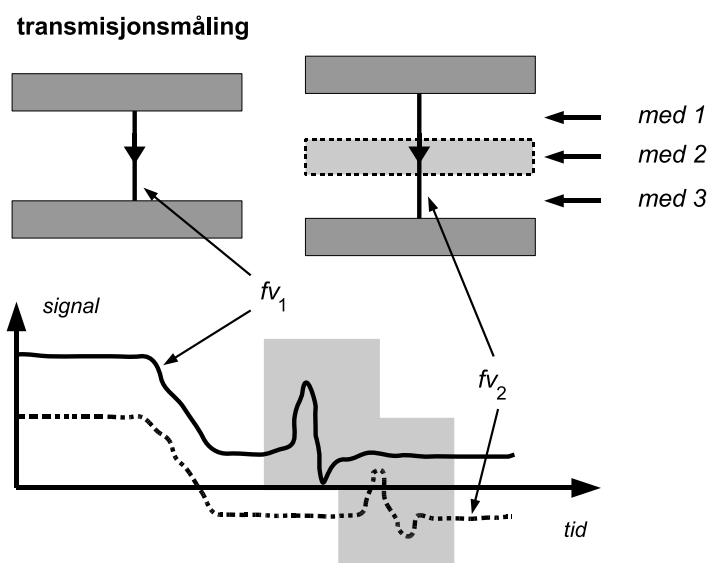
Denne likningen kan overføres til en dB-skala ved å ta  $20\log()$  av begge sider. Dette gir

$$\alpha(\omega)_{\text{Singelmodus}} \simeq -\frac{20\log\left(\frac{R_{12}}{T_{12}R_{23}T_{23}}\right) + 20\log\left(\frac{F_{v_2}(\omega)}{F_{v_1}(\omega)}\right)}{17.38l_0} \quad (52)$$

som gir følgende funksjon for  $\alpha$  :

$$\alpha(\omega)_{\text{Singelmodus}} \simeq \frac{(-20\log\left(\frac{R_{12}}{T_{12}R_{23}T_{21}}\right) + 20\log\left(\frac{F_{v_2}(\omega)}{F_{v_1}(\omega)}\right))}{17.382l_0} \quad (53)$$





Figur 9: Illustrasjon av transmitterte bølger med tilhørende pulsformer som brukes ved dual modus

## 5.7 Dual Modus

Det er også mulig å benytte dual målinger til å estimere dempingskoeffisienter. Dette kan utføres som vist i Fig.9 der man i motsetning til for single modus, gjør to ulike målinger og analyse av to tidsserier. Den første målingen  $f_{v1}$  er en referansemåling der materialprøven fjernes, og man utfører en direktemåling gjennom vann som vist i øvre venstre Fig.9, fra sender (Tx) til mottaker (Rx). Deretter settes materialprøven inn i holderen og målingen  $f_{v2}$  utføres.

På samme måte som ved målinger i single modus, overføres målingene nå til Fourierdomenet. For dual målingene skal forholdstallet nå tilfredsstillende likningen

$$\frac{1}{T_{12}T_{21}} \frac{F_{v2}(\omega)}{F_{v1}(\omega)} = -\exp(\alpha(\omega)2l_0) \quad (54)$$

der  $T_{12}$  og  $T_{23}$  er transmisjonskoeffisienter mellom henholdsvis medium 1 og 2, og medium 2 og 3.

I en dB-skala gir dette

$$20\log\left(\frac{1}{T_{12}T_{21}}\right) + 20\log\left(\frac{F_{v_2}(\omega)}{F_{v_1}(\omega)}\right) \simeq -8.69\alpha l_0 \quad (55)$$

som løst mhp.  $\alpha(\omega)$  gir

$$\alpha(\omega)_{Dualmodus} \simeq -\frac{20\log\left(\frac{1}{T_{12}T_{21}}\right) + 20\log\left(\frac{F_{v_2}(\omega)}{F_{v_1}(\omega)}\right)}{8.69l_0} \quad (56)$$

## 5.8 Refleksjon og transmisjon for Nusil

Ekkoene reflekteres grensen mellom referansen og silikongummi. Denne forskjellen gir ikke hvor mye energi som blir  $V_i$  har nå verdiene av to mediene vann og silikongummi. Brøkdelen av bølgens intensitet kan vi også finne refleksjons

$$R = Z_w \longrightarrow Z_{R2145} = \frac{(Z_{R2145} - Z_w)}{(Z_{R2145} + Z_w)} \quad (57)$$

Siden mengden energikoeffisient beregnes ved å trekke Refleksjon koeffisient for silikon (Nusil  $R_{2145}$ )

$$T_{12} = 1 + R_{12} \simeq 1.125 \quad (58)$$

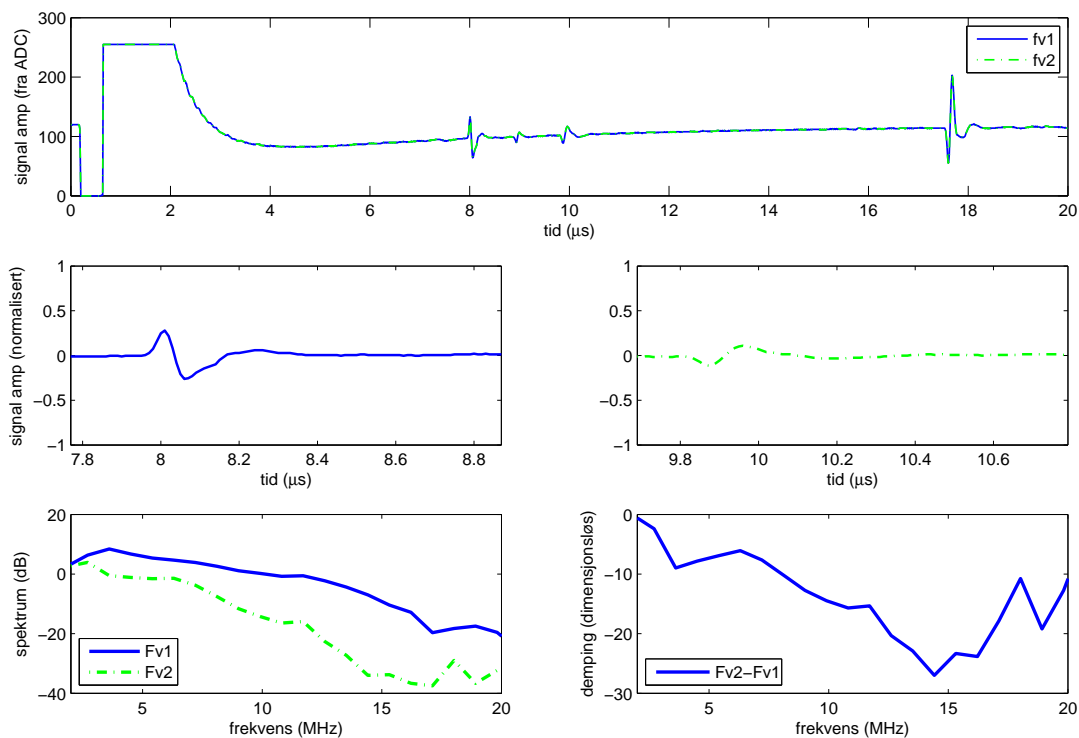
$$T_{21} = 1 - R_{12} \simeq 0.875 \quad (59)$$

$$R_{23} = -R_{12} \simeq -0.125 \quad (60)$$

## 5.9 Grenseflaten mellom referansen og materialprøven (nusil $R_{2145}$ )

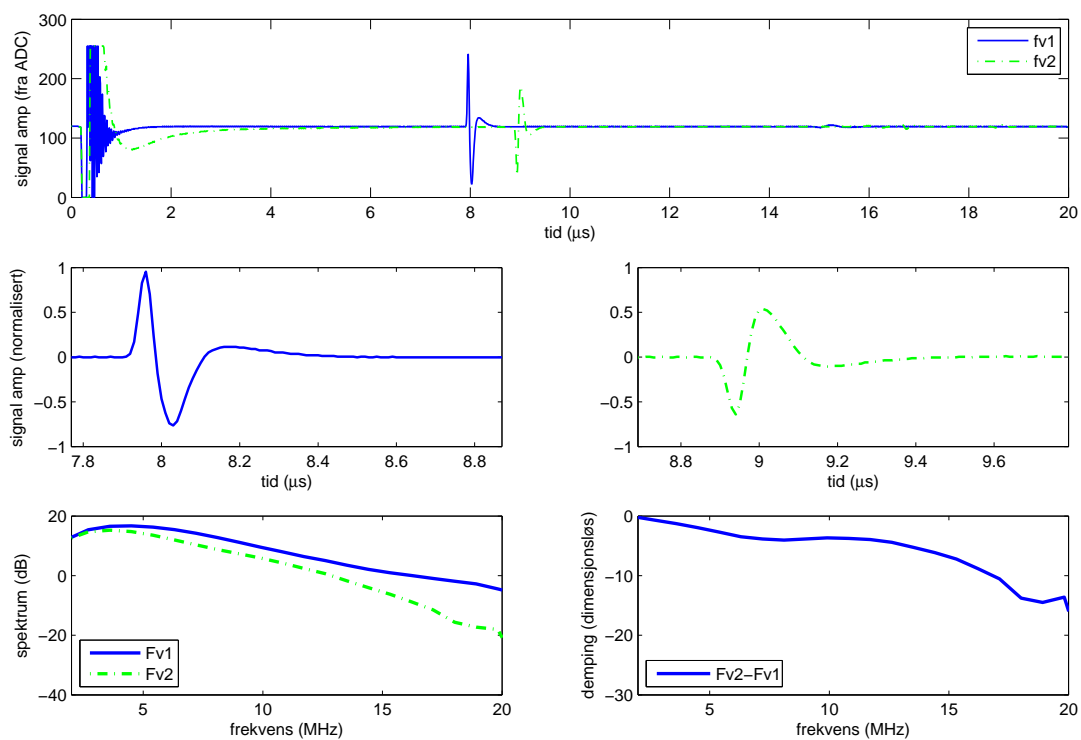
Amplituden til ekkoet fra grenseflata med vannet er høyere enn ekkoet fra bakveggen. Disse amplitudedeforskjellene oppstår på grunn av forskjellige akustiske impedanser for vannet og materialprøven. Videre ser vi at dempingsparameteren er avhengig av tykkelsen og impedansforholdet

$$\frac{Z_{R2145}}{Z_w} = 1.285 \quad (61)$$

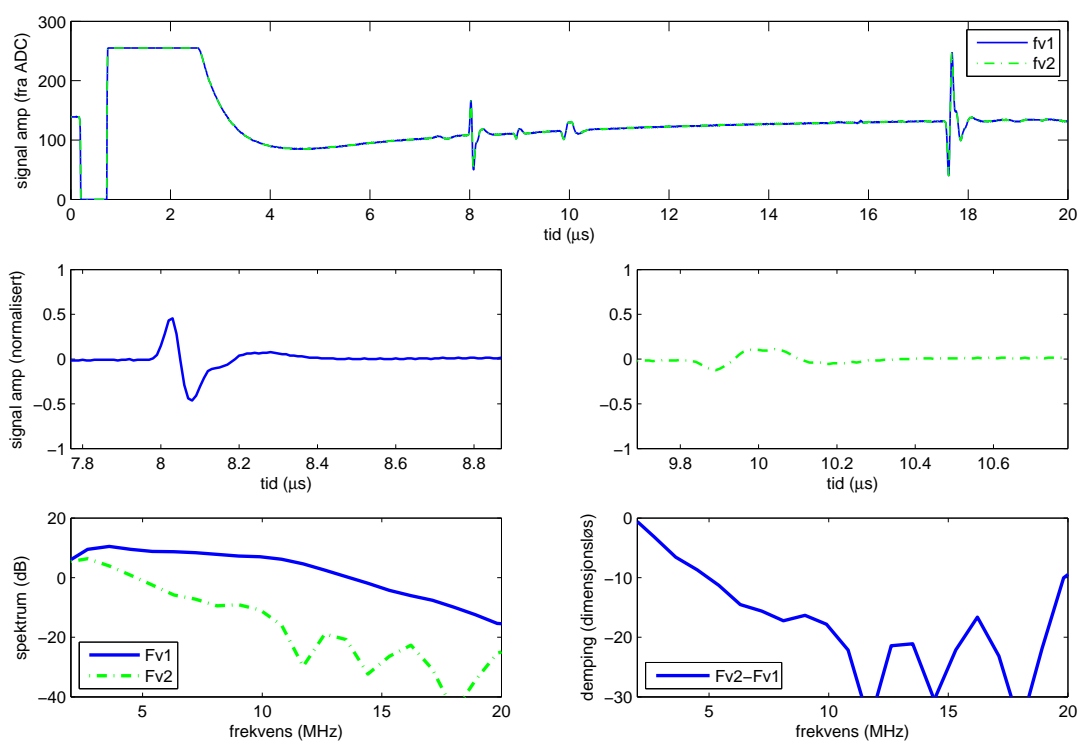


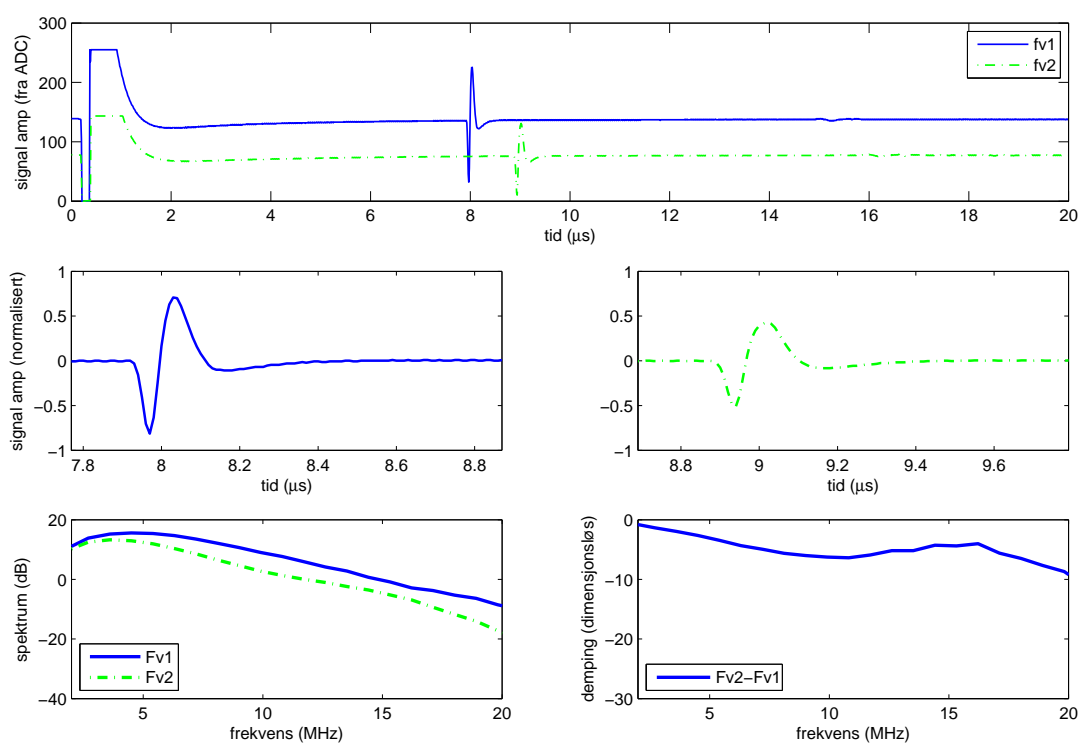
Figur 10: silikon(singel mode,gain=35)

Som gir et fornuftig tall. Dette kan forklares grenseflaten mellom væske og elastiske media. Ultralydbølgen treffer først vannet og deretter materialprøven (nusil). Dette stemmer demping verdien for først frekvensskift rundt 2MHz. I tillegg vet vi at dempings verdi avtar invers av refleksjon koeffisient.

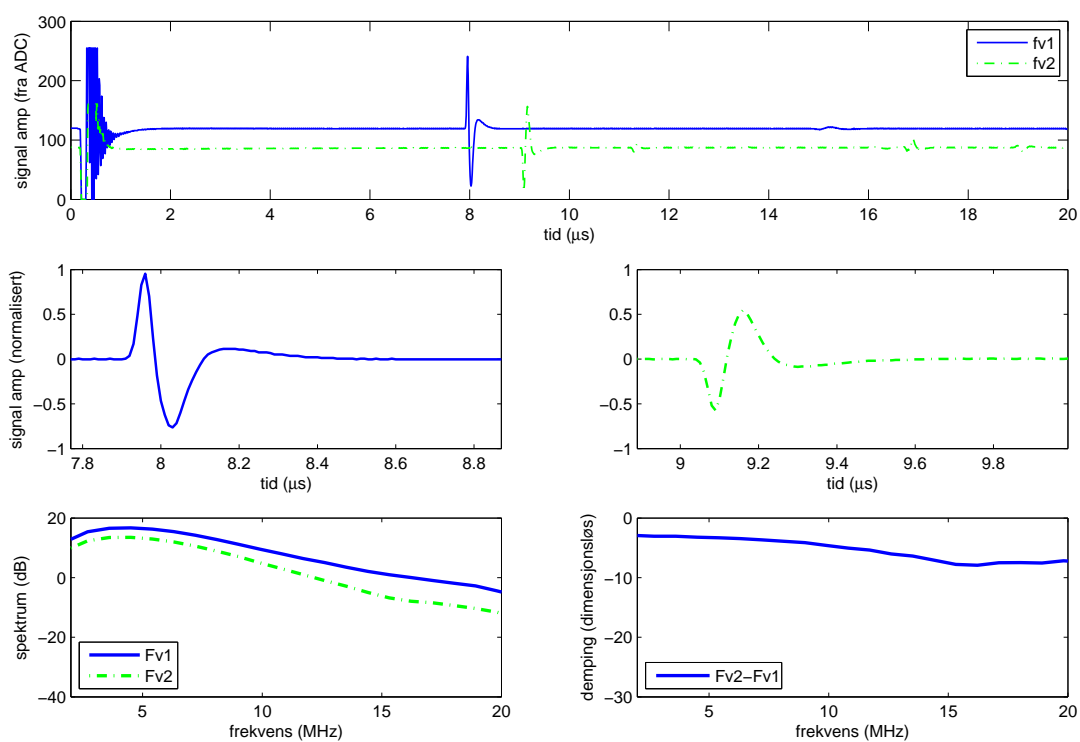


Figur 11: ref.måling(kun vann dual mode,gain=20)

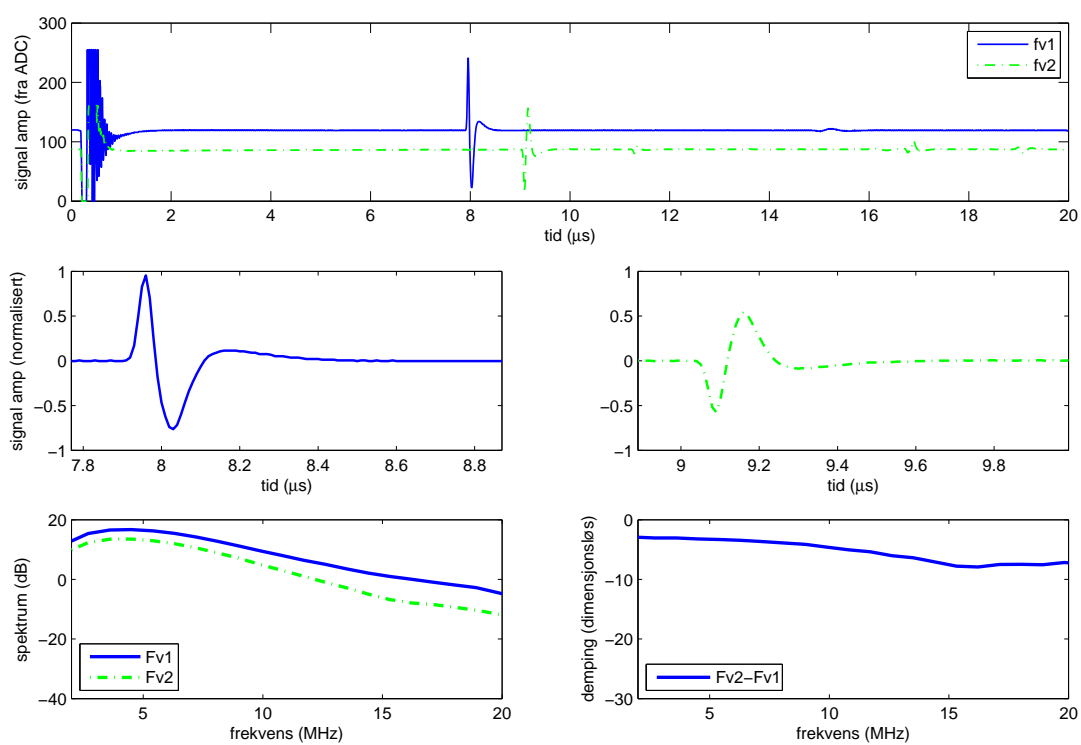
Figur 12: måling Nusil silikon type  $R_{2145}$  (singel mode, gain=38)



Figur 13: refrensemåling (kun vann, dual mode, gain=18) mot måling silikon (dual mode, gain=23)



Figur 14: ref.måling PMMA(akryl) (kun vann ,singel mode,gain=30)



Figur 15: ref.måling(kun vann dual mode,gain=20) mot måling PMMA(dual mode,gain=24)



## 6 Diskusjon av eksperimentelle resultater

Hovedresultatene av eksperimentene er vist i figurene 10 til 15 der de fire første figurene viser resultatene for silikongummi (Nusil R-2145), mens de to siste er utført for pleksiglass (PMMA). For Nusil R-2145 valgte vi å presentere resultatene for to datainnsamlinger tatt med noen dagers mellomrom på samme materialprøve, for å gi en indikasjon på den eksperimentelle usikkerheten. For hver materialprøve ble det logget data i både single og dual modus, der pulsformer ble valgt ut som illustrert i Fig. 8 og 9 og deretter analysert i Matlab.

En sammenligning av målingene gjort på samme materialprøve, dvs. Fig. 10 mot Fig. 12 og Fig. 13 mot Fig. 14, indikerer en forholdsvis stor eksperimentell usikkerhet. Dempingsplottet i Fig. 12 (figuren nederst til høyre) viser en tilnærmet lineært avtagende dempingskoeffisient fra 1MHz og opp til ca 7.5 MHz, noe som stemmer med eksperimentelle observasjoner i for eksempel Ref. [17]. For Fig. 10 er det imidlertid større avvik fra en slik modell der for eksempel dempingen av ukjent grunn, antar en lokal minimalverdi rundt 3MHz.

For transmisjonsmålingene observeres en tilnærmet lineær avtakende dempingskoeffisient for de laveste frekvensene, for eksempel opp til ca 7.5 MHz og 9MHz for henholdsvis Fig. 11 og 13. For frekvenser over disse grenseverdiene øker imidlertid dempingskoeffisientene. Vi tror at hovedårsaken til denne uforståelige oppførselen er at vi ikke er i stand til å innrette lagene som inngår i eksperimentet (transdusere og materialprøve), tilstrekkelig parallelt i forhold til hverandre. En liten parallellforskyvning på for eksempel på 80 mikron mellom transduseren og materialprøven, som svarer til en halv bølgelengde i vann ved 10 MHz, vil bølger kunne komme i motfase inn til de ulike delene av transduseren for denne frekvensen. Dette betyr at vi for høye frekvenser forventer å se frekvensområder med henholdsvis destruktiv og konstruktiv interferens, i henhold til det som observeres for eksempel i Fig. 12 for frekvenser  $> 10$  MHz. For Fig. 10 blir ikke økningen i dempingen markant før rundt 15 MHz, hvilket indikerer at lagene under dette forsøket har bedre parallellitet enn for Fig. 12.

Målingene for PMMA prøvene i Fig. 14 og 15 viser som forventet at dette materialet har en mindre demping enn silikongummi. Imidlertid ser vi at dempingskurven har en større offset for lave frekvenser, eller verdi forskjellig fra null når frekvensen går mot null. Vi tror at dette skyldes større avvik i transmisjons og refleksjons koeffisienter. Disse koeffisientene som inngår i de teoretiske modellene (53) og (56), er ikke inkludert i dataanalysen.



## 7 Sammendrag og konklusjon

Vi har gjennom den teoretiske og eksperimentelle studiet sett på relevante bølgemodeller og effekter som påvirker kvaliteten av målingene. Elektrisk impedanstilpassning av kabel behandlet i Kap.5.2, er et eksempel på effekter som vil påvirke resultatet. Her ble undersøkt hvordan høyden på firkantpuls og formen endres avhengig av last. I teorien forventer man at pulsen skal være firkantet, men vi ser fra Fig. 4 at det ikke ble sånn på grunn av interne refleksjoner i kabelen. Fordelen med impedanstilpassning er at refleksjon fra kabelen blir redusert, men samtidig vil en resistiv last spise opp en del av effekten fra retursignalet.

I målingene for akustisk demping ble det i hovedsak benyttet en myk, elastisk og tilnærmet inkompressibel silikongummi (Nusil av type R-2145). Denne har egenskaper som gjør den egnet som dempingsmateriale. Vi observerer også forholdsvis stor demping i ultralydområdet der ultralydssystemet vårt ser ut til å gi riktige verdier. For eksempel gir refleksjonsmålingene i Fig. 10 en demping på ca 0.75 dB/(mm MHz) med utgangspunkt i dempingsverdier ved 10MHz, mens Fig. 12 indikerer en tilsvarende demping på ca 1.0 dB/(mm MHz). Transmisjonsmålingene ga en demping av samme størrelsesorden. Gyldighetsområdet for målingene er begrenset nedad til fra 1 MHz på grunn av innebygde høypassfiltre i ultralydssystemet, og oppad til frekvenser på mellom 7.5 MHz og 15 MHz, avhengig av hvor godt man klarer å innrette de ulike lagene i parallell med hverandre.

De utførte målingene viser at både refleksjons- og transmisjonsmålinger for et bredbåndet system, kan brukes til å estimere dempingskoeffisienter i silikongummier som funksjon av frekvens, innenfor et begrenset frekvensområde. Imidlertid er det valgte måleoppsettet sensitiv overfor parallellforskyvning, og dette er også den begrensede faktoren for hvor langt opp i frekvens man kan gå. Denne øvre frekvensen kan sannsynligvis økes enten ved å utvikle metoder som gjør paralleliteten bedre, og/eller å redusere den fysiske størrelsen på transduserene. Det også ut fra måleresultatene vanskelig å si noe om hvorvidt refleksjons eller transmisjonsmålinger er best egnet til å estimere dempingskoeffisienter. Refleksjonsmålinger har den fordelen at man kun trenger å gjøre en måling med materialprøven innsatt i holderen. For transmisjonsmålinger må vi sammenligne med en referansemåling uten materialprøve, hvilket inkluderer en økt usikkerhet for ending mellom måleseriene. Transmisjonsmålinger har på den andre siden en fordel ved at bølgen kun går gjennom materialtykkelsen  $l_0$  og ikke  $2l_0$ , noe som kan ha stor betydning for tykke materialprøver eller materialer ved stor demping, der den andre refleksjonspulsen blir mye dempet og derfor oppnår et dårlig signal til støyforhold i systemet.

## Referanser

- [1] WEBER , ARFKEN *Mathematical methods for physics*,Esevier,4th Edition Volume 1,2004,
- [2] THOMAS L.SZABO *Diagnostic ultrasound imaging*,Esevier,1th Edition Volume 1,2000,
- [3] DAVID T. BLACKSTOCK *Fundamentals of physical acoustics*,Wiley-interscience,1. Sound.I.Title,2000,  
Stock00
- [4] JACK BLITZ ,GEOFF SIMPSON *Ultrasonic Methods of Non-destructive Testing*,Chapman & Hall, First edition 1996,
- [5] JOSEPH L. ROSE *Ultrasonic Waves in solid media*,CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, First edition 1999,
- [6] O.VON ESTORF *Boundry Elements in Acoustics*,WIT PRESS, Volume 1th Edition 2000,
- [7] RESIC HOLIDAY KROR *Resonat ultrasound spectrum* ,
- [8] ALBERT MIGLIORI,JOHN L.SARRAO *RESONANT ULTRASOUND SPECTROSCOPY*,Wiley-interscience , 1th Edition 1997,
- [9] GAYLE F.MINER,DAVID J.COMER *RESONANT ULTRASOUND SPECTROSCOPY*,PRENTICE HALL , II.TITLE 1992,
- [10] ALBERT MIGLIORI,JOHN L.SARRAO *RESONANT ULTRASOUND SPECTROSCOPY*,Wiley-interscience , 1th Edition 1997,
- [11] B.E.A.Saleh,M.C.Teich *FUNDMENTALS OF PHOTONICS*,Wiley Series in Pure and Applied Optics, 1th Edition 1997,
- [12] GRAHAM SAXBY *PRACTICAL HOLOGRAPHY*,IOP Publishing Ltd 2004, Third Edition2004,
- [13] <http://www.phys.uit.no/frank/piezo/PCIUTuserguide.pdf> *Manual for systemet PCIUT3100, pulser-receiver system for ultralyd,*
- [14] <http://www.msiusa.com> *Measurement Specialities,Inc,*

- [15] *Application of the through transmission ultrasonic technique for estimation of the phase velocity dispersion in plastic materials*, R. Raisutis
- [16] ,P.K.WONG, J.MIKLOWITZ, R.A.SCOT *Propagation of Harmonic Flexural Waves in an Infinite Elastic Rod of Elliptical Cross Section*, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- [17] Philip E. Bloomfield, Member, IEEE, Wei-Jung Lo, and Peter A. Lewin, Fellow, IEEE. *Experimental Study of the Acoustical Properties of Polymers Utilized to Construct PVDF Ultrasonic Transducers and the Acoust- Electric Properties of PVDF and P(VDF/TrFE) Films*
- [18] *Application of the through transmission ultrasonic technique for estimation of the phase velocity dispersion in plastic materials*, R. Raisutis

## 8 MATLAB-program for figurene

```
function [tv, fv1, fv2, ta1, qa1, ta2, qa2] = get_data_0 (dt, tsamp, ns, file1, file2)

% function som leser ultralydsamples for TR og T

% read file 1

    fid = fopen(file1, 'r');
    fv1 = fscanf(fid, '%d', inf);

    fclose(fid); % close the file

% read file 2

    fid = fopen(file2, 'r');
    fv2 = fscanf(fid, '%d', inf);

    fclose(fid); % close the file

% calculate time samples

    nsamp = length(fv1);

    tv = 0:dt:dt*(nsamp-1);

% take out individual responses

    ni_start = tsamp(1); % pulse 1
    ii = ni_start:ni_start+ns;
    ta1 = tv(ii);
    fa1 = fv1(ii, :);
    ma1 = mean(fa1);

    qa1 = 2*(fa1-ma1)/255;

    ni_start = tsamp(2); % pulse 2
    ii = ni_start:ni_start+ns;
    ta2 = tv(ii);
    fa2 = fv2(ii, :);
    ma2 = mean(fa2);
    qa2 = 2*(fa2-ma2)/255;
```

```

function [] = read_data_func(file1,file2,figur_nummer)

% function

% definerer data for pulsform som skal taes ut fra tidsserie

%   nsamp = 138;           % definerer ant samples samples for uttak av pulsform
    nsamp = 110;          % definerer ant samples samples for uttak av pulsform
    if figur_nummer == 1
        tsamp = [778,970]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        gain_comp = 1;
    elseif figur_nummer == 2
        tsamp = [778,870]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        gain_comp = 1;
    elseif figur_nummer == 3
        tsamp = [778,970]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        gain_comp = 1;
    elseif figur_nummer == 4
        tsamp = [778,870]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        g1 = 10^(18.0/20.0);
        g2 = 10^(23.0/20.0);
        gain_comp = g1/g2;
    elseif figur_nummer == 5
        tsamp = [778,990]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        gain_comp = 1;
    else
        tsamp = [778,890]; % definerer startsamples for de to pulsene (fv1 og fv2)
        g1 = 10^(20.0/20.0);
        g2 = 10^(24.0/20.0);
        gain_comp = g1/g2;

    end

    %tsamp = [778,916];

% definerer filnavn for tidsserie fv1 (file1) og fv2 (file2)

    %file1 = 'T_ref0_g18.txt';
    %file2 = 'prob3_water_ref_D_g20_si.txt ';

    %file1 = 'T_ref0_g18.txt';
    %file2 = 'T_grub_g38.txt';

```

```

%file1 = 'T_ref0_g18.txt';
%file2 = ' TR_grub_g18.txt'

%file1 = 'T_ref0_g18.txt';
%file2 = ' TR_grub_g23.txt'

%file1 = file2;

% definerer samplingstid for AD konverter

dt = 10E-9; % sampling time AD converter

% leser data fra fil

[tv, fv1, fv2, ta1, qa1, ta2, qa2] = get_data_all (dt, tsamp, nsamp, file1, file2);
fv2 = gain_comp*fv2;
qa2 = gain_comp*qa2;

% beregner Fourierspekter

fv = (0:nsamp)/(dt*(nsamp+1)); % beregner frekvenser i Fourierrommet

qf1 = fft(qa1); % beregner FFT for fv1
qf1_amp = 20*log10(abs(qf1)); % beregner spekteret for fv1 i dB skala

qf2 = fft(qa2); % beregner FFT for fv2
qf2_amp = 20*log10(abs(qf2)); % beregner spekteret for fv2 i dB skala

% legger inn polygon brukt av "fill"-funksjon for å skyggelegge utvalgte
% område for fv1 og fv2

% definerer område for fv1

tc1 = 1E6*[ta1(1), ta1(end), ta1(end), ta1(1)];
fc1 = [0, 0, 300, 300];

% definerer område for fv2

tc2 = 1E6*[ta2(1), ta2(end), ta2(end), ta2(1)];
fc2 = [0, 0, 300, 300];

% plotter resultatene

% plot for hele tidsserien

figure(figur_nummer)

```



```

subplot(3,1,1)
fill(tc1,fc1,[0.6,0.6,0.8])      % skruverer områdene for fv1 og fv2

fill(tc2,fc2,[0.6,0.8,0.6])

plot(1E6*tv,fv1,'-b',1E6*tv,fv2,'-.g','LineWidth',1.0);
xlabel('tid (\mus)');
ylabel('signal amp (fra ADC)');

legend('fv1','fv2');

% plot av de utvalgte pulsformene fv1 og fv2

subplot(3,2,3)
plot(1E6*ta1,qa1,'-b','LineWidth',1.5);
axis([1E6*ta1(1),1E6*ta1(end),-1,1])
xlabel('tid (\mus)');
ylabel('signal amp (normalisert)');

subplot(3,2,4)
plot(1E6*ta2,qa2,'-.g','LineWidth',1.5);
axis([1E6*ta2(1),1E6*ta2(end),-1,1])
xlabel('tid (\mus)');

% plot av spektrene i dB

fmin = 2.0;
fmax = 20.0;

fvMHz = 1E-6*fv;

subplot(3,2,5)
plot(fvMHz,qf1_amp,'-b',fvMHz,qf2_amp,'-.g','LineWidth',2);
axis([fmin,fmax,-40,20])
xlabel('frekvens (MHz)');
ylabel('spektrum (dB)');
legend('Fv1','Fv2',3);

% plot av dempningsforhold

subplot(3,2,6)
plot(fvMHz,qf2_amp-qf1_amp,'-','LineWidth',2);
% axis([fmin,fmax,-30,0])
axis([fmin,fmax,-30,0])
xlabel('frekvens (MHz)');

```

```
ylabel('demping (dimensjonsløs)');
legend('Fv2-Fv1',3)

% Kalle funksjon som plotter alle figurene

%function [] = read_data_func(file1,file2,figur_nummer)

read_data_func('prob3_water_ref_S_g35_si.txt', 'prob3_water_ref_S_g35_si.txt',1)
read_data_func('prob3_water_ref_D_g20.txt', 'prob3_water_ref_D_g20_si.txt' ,2)
read_data_func('T_grub_g38.txt','T_grub_g38.txt',3)
read_data_func('TR_ref0_g18.txt','TR_grub_g23.txt',4)
read_data_func('prob3_water_ref_S_g30_PMMA.txt','prob3_water_ref_S_g30_PMMA.txt',5)
read_data_func('prob3_water_ref_D_g20.txt','prob3_water_ref_D_g24_PMMA.txt',6)
```