Computerkontrolleret Måling af Transient på Mikromekaniske Bjælker ved Eksitering med Metalkugle

Specialkursus på MIC - 2004

Skrevet af:
Ask H. Larsen, **s021864**
Martin F. Laursen, **s021767**
Kasper Reck, **s021817**

Vejleder: Erik V. Thomsen

17. maj 2005

Danmarks Tekniske Universitet
Lyngby

Indholdsfortegnelse

Kapitel 1

Resume

Denne rapport omhandler opbygning af og forsøg med opstilling til karakterisering af den kommercielle SA20 airbag sensor og mikromekaniske bjælker fremstillet på MIC, DTU.

Rapporten er et resultat af et specialkursus udført i efterårssemesteret 2004 under vejledning af Erik V. Thomsen, og bygger videre på arbejde beskrevet i (LLR04). For at undgå større gentagelser vil visse dele af rapporten kræve et vist kendskab til arbejdet i (LLR04), herunder fremstilling og teori bag mikromekaniske bjælker.

I (LLR04) blev der fremstillet en række bjælker, som ikke nåede at blive skåret ud af waferen og wirebonded/indpakket. Disse trin vil derfor blive beskrevet i denne rapport.

Kapitel 2

Indledning

Præsentation af projektet og formål, samt en kort beskrivelse af rapportens opbygning.

2.1 Projektbeskrivelse

Dette projekt undersøger en alternativ karakteriseringsmetode i forhold til den anvendt i (LLR04). Metoden blev første gang testet i (LLR04), men blev på grund af tidsmangel ikke færdigudviklet. Formålet med dette projekt er således at undersøge dæmpning og resonansfrekvens for mikromekaniske bjælker ved hjælp af et kontrolleret stød med en metalkugle. Herudover skal de bjælker der blev fremstillet i (LLR04) udskæres og placeres i en til formålet praktisk indpakning.

Projektets opbygning er således:

- Udskæring og indpakning.
- Opbygning af måleopstilling.
- Karakterisering af SA20 airbagsensor og egne bjælker.

Rapporten begynder med en gennemgang af teorien for bjælkers svingning, og efterfølges af en beskrivelse af udskæring og indpakningen af bjælkerne. Herefter præsenteres måleopstillingen og målemetoden og afslutningsvis behandles data fra målingerne.

Kapitel 3

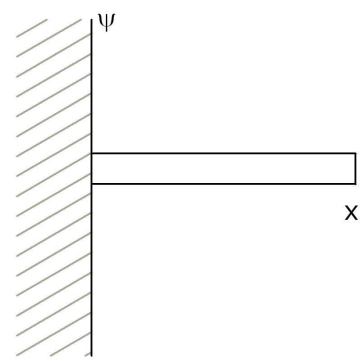
Teori

I dette kapitel gennemgås teorien bag den svingende bjælke. Eulers bjælkeligning benyttes til at udlede et udtryk for resistansen af en svingende piezoresistiv bjælke.

I (LLR04) gennemgås de fysiske principper som bjælkerne virker efter. Bjælkerne er piezoresistive, så deres resistans ændrer sig som følge af deformationer. Eulers bjælkeligning kan benyttes til at udlede en fjederkonstant hvorved bjælkens bevægelse kan beskrives som en harmonisk oscillator. I (LLR04) antages det, at den *dæmpede* svinging fra en bjælke følgelig kan beskrives ved en *dæmpet* harmonisk oscillator, og antagelsen forsvares med en numerisk simulation. Dette er dog ikke trivielt: for det første da Eulers bjælkeligning ikke indeholder et dæmpningsled, og for det andet da bjælkeligningen tillader flere forskellige svingningstilstande, mens den harmoniske oscillator kun tillader én. Derfor eftervises i dette afsnit, at bjælkens resistans som funktion af tiden *vil* aftage som en dæmpet harmonisk oscillator.

3.1 Eulers bjælkeligning med dæmpning

Vi lader bjælkens udsving fra ligevægt som funktion af afstanden til indspændingspunktet, x, og tiden, t, være beskrevet ved funktionen $\psi(x,t)$ se figur 3.1. Eulers bjælkeligning for en ubelastet bjælke hvis bøjningsstivhed er konstant langs hele bjælken, er



Figur 3.1: Skitse af den modellerede bjælke. ψ er bjælkens udsving fra ligevægt, og x afstanden til indspændingspunktet.

$$c^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0, \tag{3.1}$$

$$c^2 = \frac{1}{12} \frac{Et^2}{\rho}, \tag{3.2}$$

hvor E er Youngs modul for bjælkens materiale, t er bjælkens tykkelse og ρ materialets densitet. For at medtage dæmpning i modellen inkluderes endnu et led proportionalt med et punkts bevægelseshastighed vinkelret på bjælkens akse, altså $\frac{\partial \psi}{\partial t}$. Dette svarer til, at ethvert punkt på bjælken oplever en gnidningskraft proportional med dets hastighed i forhold til det omgivende medium:

$$c^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0 \tag{3.3}$$

hvor faktoren på sidste led er valgt af hensyn til senere notation[1]. Hertil kommer grænsebetingelserne for en enkeltindspændt bjælke med længde L,

$$\psi(0,t) = \frac{\partial \psi}{\partial x}(0,t) = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}(L,t) = \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3}(L,t) = 0, \tag{3.4}$$

$$\psi(x,0) = f(x) \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}(x,0) = g(x) \tag{3.6}$$

Betingelserne for $x = 0$ fremkommer af, at bjælken er indspændt. Derfor bliver både udsving og hældning lig med 0. I den fri ende, $x = L$, er bøjningsmoment og tværkraft 0 [2], og dette medfører at anden og tredje afledede i x-retningen bliver 0. De sidste to betingelser, som bestemmer bjælkens begyndelsestilstand, ikke specificeres nærmere.

3.2 Løsning af differentialligningen

Denne andenordens partielle lineære homogene differentialligning kan løses ved hjælp af variabelseparation, altså et gæt på en løsning, $\psi(x,t) = X(x)T(t)$. Ved indsættelse i differentialligningen, omrokering og division med $c^2 X(x)T(t)$ fås

$$\frac{X''''}{X} = -\frac{1}{c^2}\frac{T''}{T} - \frac{2\gamma}{c^2}\frac{T'}{T} = \lambda \tag{3.7}$$

Da venstre side er en funktion udelukkende af x, og højre side en funktion udelukkende af t, må de to udtryk for at kunne være identiske for alle (x,t), begge være lig med en konstant λ. Det kan nemt vises, at hvis denne konstant er negativ eller 0, vil enhver egentlig løsning divergere for $t \to \infty$, og disse løsninger kasseres. Vi vælger derfor en positiv konstant $\lambda = \alpha^4$, og omskriver:

$$\frac{d^4 X}{dx^4} = \alpha^4 X \tag{3.8}$$

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2\gamma \frac{dT}{dt} + c^2 \alpha^4 T = 0 \tag{3.9}$$

De opgivne grænsebetingelser for $x = 0$ og $x = L$ antager herved formen $X(0) = X'(0) = X''(L) = X'''(L) = 0$, og er altså homogene. Den fuldstændige løsning til den fjerde ordens differentialligning i X er dermed en linearkombination

$$X(x) = c_1 \cosh \alpha x + c_2 \sinh \alpha x + c_3 \cos \alpha x + c_4 \sin \alpha x. \tag{3.10}$$

Grænsebetingelserne for $x = 0$ giver ved indsættelse umiddelbart

$$c_1 + c_3 = c_2 + c_4 = 0, \tag{3.11}$$

og ved indsættelse af betingelserne for $x = L$ fås følgende, idet c_3 og c_4 elimineres ved hjælp af (3.11):

$$c_1 \cosh(\alpha L) + c_2 \sinh(\alpha L) + c_1 \cos(\alpha L) + c_2 \sin(\alpha L) = 0 \tag{3.12}$$

$$c_1 \sinh(\alpha L) + c_2 \cosh(\alpha L) - c_1 \sin(\alpha L) + c_2 \cos(\alpha L) = 0 \tag{3.13}$$

[1] γ kaldes dæmpningskonstanten, og defineres undertiden (f.eks. i (LLR04)) uden den her optrædende faktor 2

[2] Se (Timon), side 415-17

Dette er et homogent lineært ligningssystem i c_1 og c_2, og der findes derfor egentlige løsninger hvis og kun hvis koordinatmatricen er singulær, dvs. dens determinant er lig med 0:

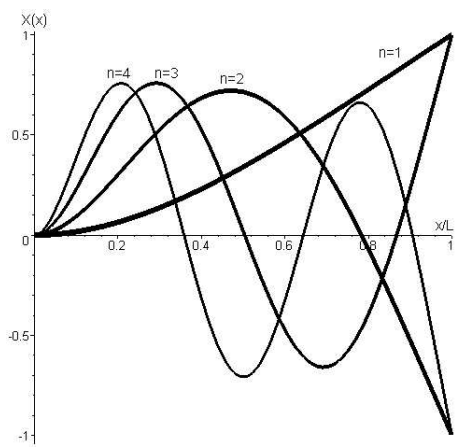
$$\begin{vmatrix} \cosh(\alpha L) + \cos(\alpha L) & \sinh(\alpha L) + \sin(\alpha L) \\ \sinh(\alpha L) - \sin(\alpha L) & \cosh(\alpha L) + \cos(\alpha L) \end{vmatrix} = \tag{3.14}$$
$$\cosh(\alpha L)\cos(\alpha L) + 1 = 0$$

Denne ligning har uendeligt mange løsninger, som kan findes numerisk. Nogle af de første løsninger er

$$\alpha_n L = 1,875; \quad 4,694; \quad 7,855; \quad 11,00..., \tag{3.15}$$

og hver af disse angiver en *egen*løsning $X_n(x)$ til (3.8). Figur figur 3.2 viser de første egenløsninger. Grundsvingningen er optegnet med en tyk linie, de øvrige med aftagende tykkelse. Det fremgår, at den n'te svingningstilstand har n knuder.

Differentialligningen i $T(t)$, (Ligning 3.9), har den generelle løsning



Figur 3.2: Egenløsninger til 3.14.

$$T(t) = \exp(-\gamma t)\left[A\cos\omega_d t + B\sin\omega_d t\right] \tag{3.16}$$
$$\omega_d = \sqrt{c^2\alpha^4 - \gamma^2} \tag{3.17}$$

såfremt den indgående kvadratrods argument er positivt. Konstanten $\omega_0 = c\alpha^2$ kaldes den udæmpede egensvingningsfrekvens[3]. Det bemærkes, at den tidsafhængige del af løsningen derfor svarer præcist til en dæmpet svingning som betragtes i (LLR04).

Idet differentialligningen er lineær, vil enhver superposition af løsninger selv være en løsning. Altså kan løsninger dannes ved linearkombinationer af egenløsninger, så ethvert udtryk af formen

$$\psi(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n(x)T_n(t) \tag{3.18}$$

vil være en løsning. Generelt vil koefficienterne $A = A_n$ og $B = B_n$ i $T_n(t)$ kunne bestemmes ved hjælp af grænsebetingelserne for $t = 0$, men da bjælkens begyndelsesbetingelser ikke i praksis kan styres præcist ved hjælp af forhåndenværende midler, er dette uden betydning her. Som det vil fremgå af måleafsnittene, vil grundsvingningen dog være fysisk nemmest at excitere ved stød, så i det følgende kan vi antage at de efterfølgende led er 0. De efterfølgende led er især af betydning ved tvungne svingninger, som benyttes i (LLR04).

3.3 Resistansen af en svingende bjælke

De ovenfor fundne resultater kan anvendes til at beregne resistansen som funktion af tiden for en svingende bjælke.

[3] Hvis $\omega_0^2 - \gamma^2 > 0$ er bevægelsen en underdæmpet svingning. Hvis $\omega_0^2 - \gamma^2 \leq 0$, fås enten en *over*- eller *kritisk* dæmpet bevægelse, der ikke svinger, og som ikke bliver relevant her.

Hvis en bjælke bøjes, så den i et punkt x kan har en vis krumningsradius, så vil der på overfladen være en tøjning proportional med krumningsradius. For små udsving fra ligevægt vil krumningen være tilnærmelsesvist proportional med den dobbeltafledede af bjælkens udsving, $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}$. For piezoresistive bjælker, se evt. (LLR04) side 6, vil ændringen i resistivitet i et punkt være tilnærmelsesvist proportional med tøjningen af materialet i punktet. Bjælkerne benyttet her er doteret på oversiden, og dette er det eneste sted som er ledende i væsentlig grad. Ændringen i resistivitet, udtrykt gennem resistansen pr. længdeenhed λ af bjælke, er således proportional med $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}$ for små udsving:

$$\frac{dR}{dx} = \lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda = \lambda_0 + \xi\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} \tag{3.19}$$

hvor λ_0 er resistansen pr. længdeenhed for bjælken i hvileposition og ξ er en proportionalitetsfaktor. Øjebliksværdien af resistansen kan dermed findes ved integration over bjælkens længde:

$$R = \int_0^L \frac{dR}{dx}dx = \int_0^L \left(\lambda_0 + \xi\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)dx \tag{3.20}$$

$$= R_0 + \xi\int_0^L \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}dx \tag{3.21}$$

hvor R_0 fremkommer som integralet af λ_0. Dermed har vi følgende vigtige resultat

$$R - R_0 = \Delta R = \xi\int_0^L \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}dx \tag{3.22}$$

som fortæller hvad den momentane resistans af en bjælke er.

Ved at indsætte materialedata [4] kan vi nu udregne den forventede svingningsfrekvens for f.eks. en $L = 3000\mu$m lang og $t = 23\mu$m tyk bjælke (dette er cirka dimensionerne af bjælkerne fra (LLR04)) og se hvordan resistansen afhænger af tiden, når kun grundsvingningen anslås. I udtrykket for $T(t)$ sættes konstanten $B = 0$ (dette ændrer ikke dæmpning og svingningsfrekvens), og A bliver da blot svingningens startamplitude, som er arbitrær. Sættes dæmpningen til 0, fås ved integration resultatet

$$\Delta R(t) \sim sin(23000\text{s}^{-1}t) \tag{3.23}$$

hvilket svarer til en udæmpet resonansfrekvens på cirka 3660 Hz. Den dæmpede resonansfrekvens $\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$ ændres ikke nævneværdigt herfra medmindre dæmpningskonstanten bliver sammenlignelig med ω_0, og resultatet gælder derfor for vores bjælker. Bjælkernes tykkelse kendes ikke præcist, og en tykkelse på eksempelvis 20μm vil give anledning til en frekvens på godt 3000 Hz. Det bemærkes i øvrigt, at selvom bjælkerne fra (LLR04) består af to parallelle bjælker sammensat for enden, har dette ingen betydning for de størrelser som bestemmer resonansfrekvensen. Dette skyldes, at de ideelt set kan modelleres som to uforbundne parallelle bjælker der svinger i takt, og at bjælkebredden ikke indgår i ligningerne som bestemmer bevægelsen.

Eulers bjælkeligning er benyttet til at udlede et udtryk for en bjælkes bevægelse. Ved antagelse af svag dæmpning og små udsving er resonansfrekvensen for de fremstillede bjælker beregnet til 3660 Hz, og det er påvist at resistansen under disse betingelser vil beskrive en dæmpet harmonisk svingning med samme frekvens. Næste kapitel omhandler indpakning af bjælkerne således at forudsigelserne kan testes ved målinger.

[4] Youngs modul for silicium er $E = 170$ GPa i <110>-retningen, ifølge (Ras03) og densitet $\rho = 2330$ kg/m^3

Kapitel 4

Indpakning

Dette kapitel beskriver indpakningen af de i (LLR04) fremstillede bjælker, herunder udskæring og wirebonding.

4.1 Udskæring og wirebonding

Ved afslutningen af processeringen af bjælkerne beskrevet i (LLR04) var der knap tusind bjælker per wafer. For at have praktisk anvendelse måtte de derfor alle skæres fri. På bagsiden klæbes en blå film så de enkelte chips holdes samlet. Saven skærer ikke gennem filmen, så chipsene sidder på filmen efter udskæringen. På figur 4.1 på modstående side ses en maskine til udskæring af chips på en wafer. Ved at justere waferen ind efter saven, kan man save en hel bane af chips ud på en gang. Når der saves i waferen udvikles der en masse friktionsvarme, hvorfor der konstant sprøjtes vand ned på klingen og waferen.

Bjælkerne sidder på waferen i grupper på fire, og der bliver således fire bjælker for hver udskåret chip. Når chipsene er skåret ud skal de wirebondes. De limes[1] derfor fast på en sokkel med 12 ben på bagsiden. Bjælkerne forbindes til benene via kontakter på forsiden ved hjælp af meget tynde wires, der trykkes fast med en nål. Processen styres manuelt, set igennem mikroskop se figur 4.2 på næste side.

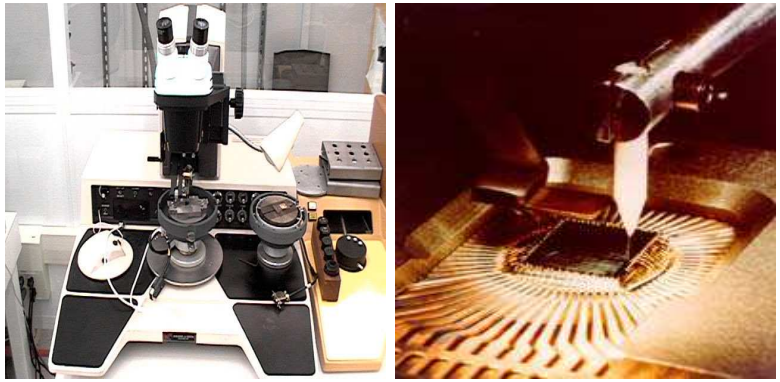
Da der er fire bjælker per chip, og hver bjælke skal forbindes til to kontakter/ben skal der ialt forbindes otte bjælkekontakter med otte kontakter. Dette kan dog reduceres til 4 kontakter da alle fire bjælker kan forbindes til samme jord.

Da bjælkerne senere skal udsættes for fysiske påvirkninger der kan ødelægge wirebondingerne, limes et metallåg oven på soklen. De hele indpakningen er af metal og er limet sammen med sekundlim vil det være muligt at få transmitteret et stød gennem indpakningen så bjælken inden i begynder at svinge, uden at stødet bliver dæmpet i nogen særlig grad.

Bjælken er nu så forsvarligt indpakket at den ville kunne tåle de stød vi har tænkt os at udsætte den for. Det er samtidig nemt at tilslutte bjælken elektrisk. I næste kapitel vil vi gennemgå forsøgsopstillingen der blev brugt til at måle på bjælkerne.

[1] Som lim benyttes en sekundlim af mærket ATAK.

Figur 4.1: Herover ses en maskine til udskæring af chips fra en wafer.



Figur 4.2: Til venstre ses en wirebonding maskine, til højre en nål der trykker en wire fast på en chip

Kapitel 5

Forsøgsopstilling

I forrige kapitel blev beskrevet hvordan vores bjælke blev pakket ind. Den er nu klart til at blive brugt i en forsøgsopstilling. Dette kapitel beskriver den forsøgsopstilling der blev udviklet til at måle på bjælken. Der vil blive gennemgået både de mekaniske og elektriske elementer i forsøgsopstillingen.

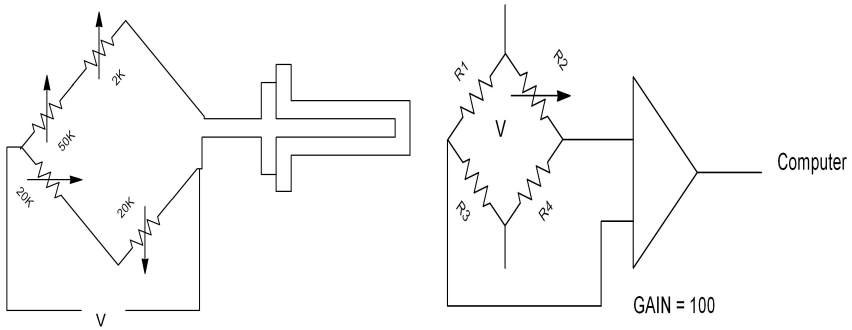
5.1 Opstillingskrav

Forsøgsopstillingen bygger videre på opstillingen fra fagpakkeprojektet (LLR04). Ideen bag opstillingen er at man kan sætte en bjælke til at svinge ved at anslå den, ligesom når man knipser på en streng eller slår på en tromme. Bjælken vil da svinge med egenfrekvensen og aftage eksponentielt som en dæmpet svingning. Ved at lave stødet momentant vil svingningsfrekvensen være upåvirket af stødkraften, og svingningen vi ser vil være bjælkens eksponentielt aftagende egensvingning. Bjælkernes piezoresistive egenskaber gør det muligt at måle bjælkens svingninger som ændringer i bjælkens resistans. Det er således muligt at finde resonansfrekvensen og dæmpningskoefficienten for bjælken. (se evt. teori for dette i kapitel 3 på side 6).

Opstillingens formål er altså at:

1. At anslå bjælken momentant
2. Muliggøre gentagelses målinger
3. Opsamle og behandle måledata på computer.

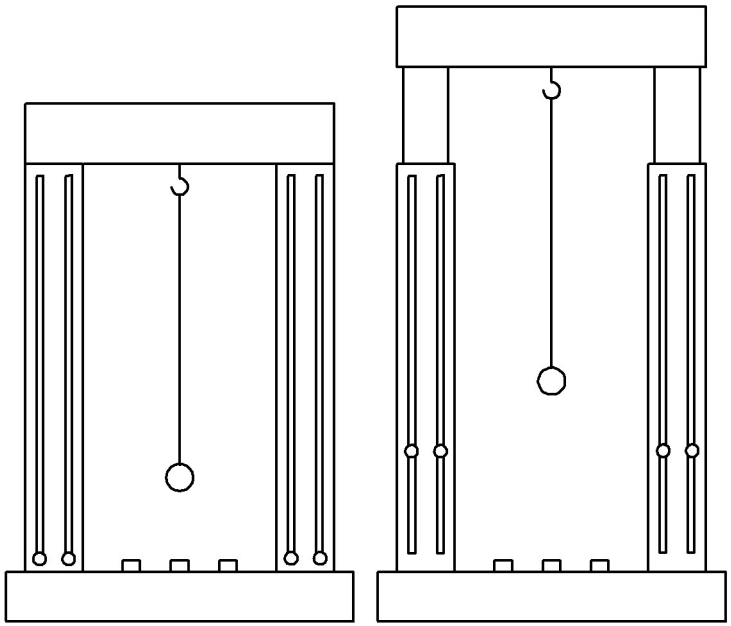
Vi brugte opstillingen til at måle på både vores egne bjælker og de kommercielt fremstillede SA20 airbagsensorer, der indeholder piezoresistive bjælker meget lig vores egne. For at kunne lave troværdige gentagelsesmålinger var det nødvendigt at kunne genskabe stødbetingelserne mellem hvert stød. Når disse betingelser var opnået var ideen så at der skulle laves en wheatstonebro hvori vi kunne sætte vores egne bjælker, se figur 5.1 på næste side. Når man anslår bjælken vil den begynde at svinge og dermed ændre modstand. Svingningerne vil da kunne ses som ændring af spændingsfaldet over broen. Da ændringen ikke er ret stor forstærkes det op med en operationsforstærker, se figur 5.1 på modstående side. Signalet skal så gå ind i en computer hvor måledata opsamles med et program vi har udviklet i labview. Mere om det senere.



Figur 5.1: Til venstre ses hvordan vores egen bjælke skal sættes ind i wheatstonebroen. Til højre ses hele koblingen mellem wheatstonebro, forstærker og computer

5.2 Stativ

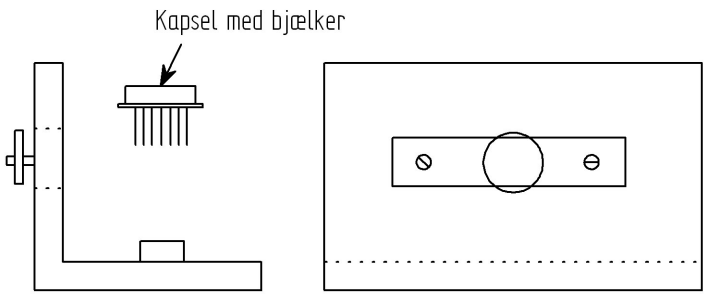
For at støde bjælken momentant ville stød med en metalkugle på metalkapslen som indeholdt bjælkerne være en god løsning. Vi fik derfor fremstillet et stativ (den såkaldte galge) se figur 5.2, der kunne holde kuglen og sørge for at stødet skete fra samme højde hver gang. Stativet havde mulighed for at blive højere så man kunne prøve med forskellige faldhøjder af kuglen, og dermed forskellig impuls af kuglen. Galgen havde skruer i foden så det var muligt at skrue den fast i en optisk bænk, og dermed spænde den fast.



Figur 5.2: Herover ses stativet eller "galgen"der skulle bruges til at støde bjælken med.

5.3 Holder

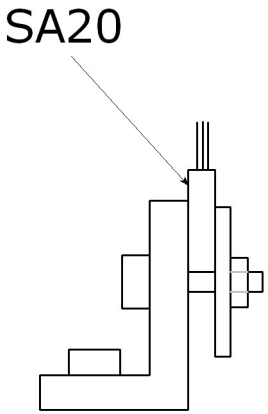
Da forsøgene skulle udføres på vores egne bjælker skulle der også konstrueres en holder til bjælkerne så det var muligt at fastholde dem, og derved genskabe stødbetingelserne. Vi lavede således en holder hvor man kunne stikke den lille kapsel gennem et hul og så spænde den fast med et par skruer (se figur 5.3 på den følgende side). Da vi også skulle måle på en SA20 blev der også lavet en holder til den (se figur 5.4 på næste side). Holderen kunne ligeledes skrues fast til den optiske bænk. Ved at skrue holderen meget stramt fast mindsker man samtidig de rystelser der kan



Figur 5.3: Her ses holderen vi lavede til vores egne bjælker. Holderen sikrer en god stødtransmission da den kan spændes stramt og er af metal.

komme fra holderen og påvirke målingerne.

Når man anvender disse holdere, rammer kuglen ikke bjælkerne direkte men forsiden af holderen. Da lydens hastighed i holderne, som er lavet af aluminium, er høj, burde dette dog ikke påvirke målingerne nævneværdigt.



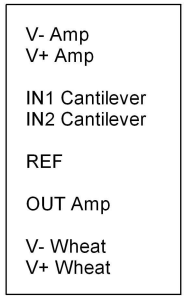
Figur 5.4: Holderen til SA20 ses her. Holderen var et stykke vinklet aluminium, hvorpå man kunne spænde SA20 med en skrue.

5.4 Forstærker

Vi lavede en kasse der indeholdt både wheatstonebroen og operationsforstærkeren. Som operationsforstærker brugte vi AD620. Forstærkeren skal have ±15V forsyning, og kan så forstærke et signal 1 til 1000 gange hvilket justeres vha. en resistor, se (fa04). Udgangen af wheatstonebroen kobles da til forstærkerindgangene, hvorefter udgangen af fortstærkeren kobles til computeren. Disse ting integrerede vi i en kasse så man nemt kunne tilslutte bjælken og forstærkeren til computereren. Kassen havde således otte indgange som vist på figur 5.5 på modstående side.

Proceduren for en måling af vores egne bjælker er da som følger.

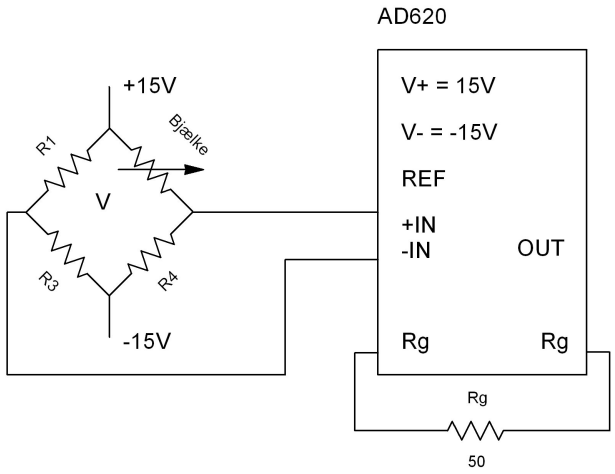
- Kalibrér broen. Dette gøres ved at indstille modstandene R3 og R4 på figur 5.6 på næste side til ens værdier. Modstandene befinder sig i kassen og kan justeres med en lille skruetrækker. Herefter måles modstanden af den bjælke man ønsker at måle



Figur 5.5: Kassen skulle skabe overblik og mindske støj. Kassen har ind- og udgange som vist på tegningen. V± Amp er forsyningsspænding til forstærkeren som skal have ±15V. In1 og In2 cantilever er indgangen til bjælkens to ben. Ref skal kobles til stel. OUT Amp er det forstærkede udgangssignal fra wheatstone broen. V± Wheat er den spænding der sættes over wheatstonebroen som i vores tilfælde var ±5V.

på i ubelastet tilstand. R1 indstilles da til den værdi. Bjælken kobles da til forstærkerkassen med nogle klemmer.

- Forstærkerkassen kobles til strømforsyning som vist på figur 5.6.
- Udgangen af kassen kobles til computeren. Labviewprogrammet startes.
- Bjælken spændes nu op i holderen (figur 5.3 på forrige side). Spænd holderen stramt, men pas på ikke at knuse kapslen. Sørg for at benene på kapslen hverken er i kontakt med hinanden eller holderen.
- Holderen stødes nu med kuglen. Stødet vil da forplante sig ind til bjælkerne inde i kapslen.
- Rammes bjælken rigtigt vil det være muligt at se de opsamlede data i labviewprogrammet.

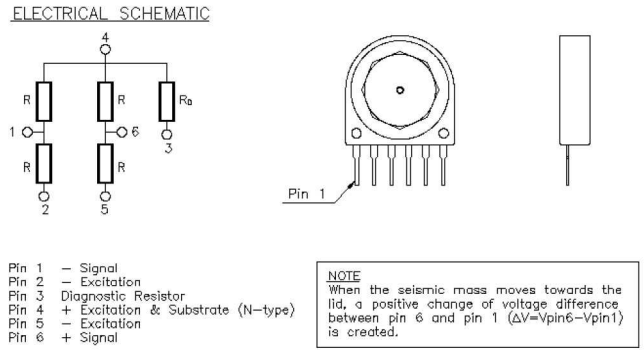


Figur 5.6: Wheatstonebroen og signalforstærkeren AD620 kobles sammen på følgende måde. Det er vigtigt at broen er kalibreret når der skal foretages en måling, da det giver det største udslag.

Forstærkerkassen var udviklet til vores egne bjælker. Det var derfor nødvendigt at lave nogle ændringer i forstærkerkassen inden der kunne måles på SA20[1]. Airbagsensoren, der selv indeholder en wheatstonebro, skulle således kobles til vores forstærker. Det var derfor nødvendigt at koble vores egen wheatstonebro fra når der skulle måles på SA20, da vores egen bro ellers vil udgøre en parallelkobling. Dette gøres i praksis ved at afkoble de to ben med forstærkerindgangene fra AD620 soklen. Vha. et par prober kan man da sende udgangssignalet fra SA20 ind i forstærkeren. En måling på en SA20 ser da således ud:

- Afkobl broen fra kredsen (ben 2 og 3).

[1]Kassen var oprindeligt lavet til vores egne bjælker. Vi havde således ikke tænkt os at bruge den til SA20. Det ville derfor være fordelagtigt at lave en forstærker kun til SA20, hvilket vi ikke fik gjort pga. tidsmangel.



Figur 5.7: SA20 airbagsensoren har 6 ben. Figuren viser et udsnit at databladet (fS04) for SA20 sensoren. Udgangen af SA20 er på ben 1 og 6, og forsyningsspændingen skal sættes på ben 2 og 4.

- Resten skal kobles som ved en måling på vores egne bjælker
- SA20 skal have forsyning på 5V (se figur 5.7)
- Udgangen af SA20s wheatstonebro kobles til forstærkerindgangene (ben 2 og 3)
- SA20 spændes op i holderen og galgen sættes op.
- SA20 eller holderen selv stødes nu med en kugle eller andet metal. Det skulle nu være muligt at måle opfange data for stødet på computeren.

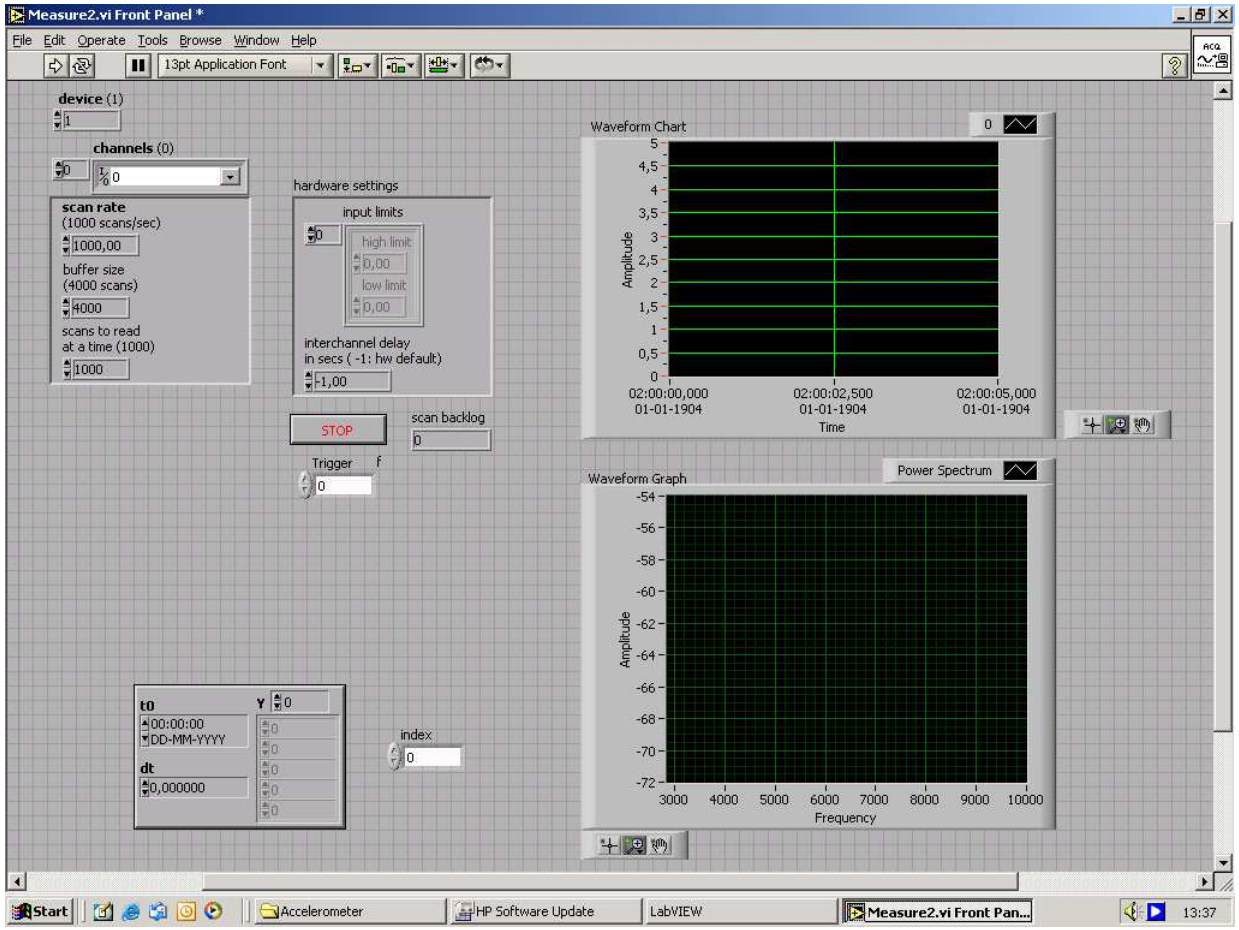
5.5 Labview

Til opsamling og behandling af måledata benyttes Labview. Signalet fra bjælkerne overføres til computeren ved hjælp af et DAQ-kort[2]. Kortet har en samplerate på op til 200.000 samples/sekund. I det anvendte labview program, kan man indstille sampleraten, og ved disse målinger giver en samplerate på ca. 80.000s/sek et tilfresstillende resultat.

Programmet har en buffer hvori dataen fra kortet placeres så snart de er modtaget af kortet. Bufferen har plads til 200.000 samples (det er selvfølgelig muligt at ændre størrelsen). Når programmet kører, vil data fra bufferen blive læst i stykker af 10.000 samples, det betyder at der skal hentes data 20 gange fra en fyldt buffer inden den er tømt igen. Det er ved indstillingen af disse tre parametere (samplerate, buffersize og scans to read at a time) vigtigt at bufferen på intet tidspunkt bliver fyldt. Hvis det skulle ske, vil der ikke kunne indsættes ny måledata i bufferen, og programmet vil stoppe. For at undgå dette kan man f.eks. mindske sampleraten eller øge antallet af målinger der bliver læst per gang.

Ved aktiveringen af programmet, vil brugeren først blive bedt om at vælge en outputfil til måledata. Programmet vil under afviklingen løbende gemme måledata i denne fil, med henblik på senere databehandling.

[2] Data Acquisition



Figur 5.8: Screenshot fra det anvendte Labviewprogram. Den øverste graf viser spændingen over Wheatstonebroen som funktion af tiden (dvs. transienten for stødet), mens den neders viser en Fourier transformering af signalet.

Når programmet er aktiveret, vil en graf vise spændingen fra AD620 forstærkeren se figur 5.8 på foregående side. Så snart kuglen rammer bjælken, vil det vise sig som et udslag i spændingen. Da dette udslag er markant større end ligevægtsspændingen, kan man ved at starte en Fourier transformation af spændingssignalet så snart signalet overstiger en fastsat grænseværdi, få en analyse af bjælkernes amplitude som funktion af frekvensen. Fourier transformationen plottes ligesom spændingen, og man vil her kunne se resonansfrekvensen og overtoner som en række toppe omkring relativt veldefinerede frekvenser.

For at undgå støj, er der i labview tilføjet et båndpasfilter, der kan justeres til et givent interval omkring den forventede resonansfrekvens. Da 50Hz støj påvirker målingerne markant, er det vigtigt at filteret frasorterer dette frekvensområde.

Der er blevet gennemgået hvordan vi udviklede en forsøgsopstilling til måling af vores egne og SA20 bjælkens svingninger. De ønskede krav til forsøgsopstillingen blev opfyldt og vi har kan samle dataerne op på en computer så de er nemme at behandle. Vi fik lavet målinger på både vores egne bjælker og SA20, med forsøgsopstillingen. Måledaterne vil blive behandlet i det næste kapitel.

Kapitel 6

Resultatbehandling

I dette kapitel vises det, at de opnåede måleresultater både for SA20 og vore egne 3000μm bjælker følger de teoretisk forudsagte med stor nøjagtighed, og der beregnes resonansfrekvens og dæmpningskoefficient for begge typer.

Databladet for SA20 accelerometeret anfører en resonansfrekvens på 2500 Hz, mens den teoretiske frekvens for 3000μ m bjælkerne er omkring 3660 Hz. Det benyttede DAQ kort kan sample med op til 200 kHz, hvilket er mere end tilstrækkeligt til formålet.

Måleserierne består af sammenhørende værdier af tid og spænding over Wheatstone broen. Det forventes som gennemgået i teoriafsnittet, for begge typer bjælker, at punkterne ligger på en kurve

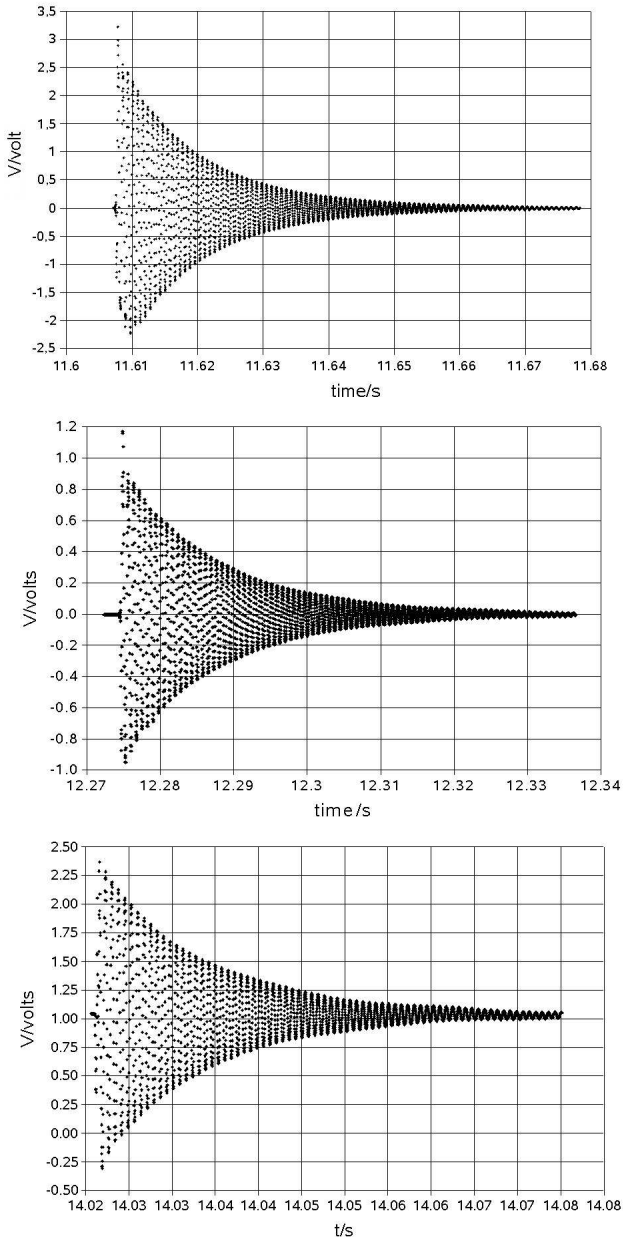
$$V(t) = V_0 \exp(-\gamma t) \cos(\omega t + \phi) \tag{6.1}$$

6.1 SA20 målinger

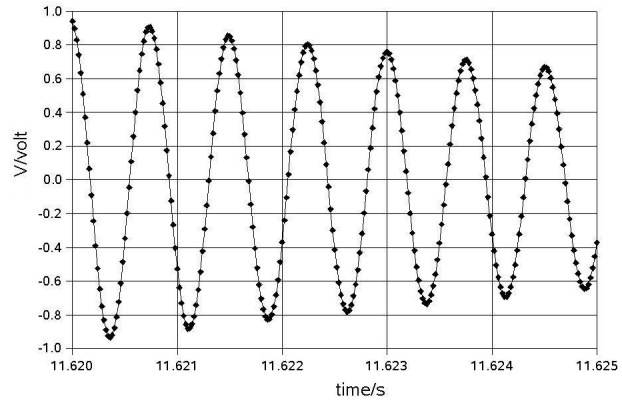
På figur figur 6.1 på den følgende side ses tre måleserier foretaget på et SA20 accelerometer[1], og spændingen ses at svinge med aftagende amplitude omkring et ligevægtspunkt i størrelsesordenen ± 1 volt afhængigt af Wheatstone broens konfiguration.

Store afvigelser fra ligevægt på Wheatstone broen vil bevirke et fald i målenøjagtighed. På figur 6.2 på næste side ses et nærbillede af en sådan svingning, og det fremgår at de enkelte målepunkter ligger regelmæssigt på en tilnærmelsesvist sinusformet kurve. Dette viser at faldet i måleusikkerhed som følge af broens skævhed er ubetydeligt. Det skal i øvrigt bemærkes, at lavpasfilteret i Labview-programmet forhindrer hvilespændingen i langsomt at ændre værdi som følge af f.eks. 50 Hz-støj, og hvilespændingen forbliver derfor tilnærmelsesvist konstant gennem hele måleserien. Der ses kun én svingningsfrekvens gennem hele transienten, hvilket viser at eventuelle oversvingninger har ubetydelig amplitude i forhold til grundsvingningen. Uregelmæssighederne i begyndelsen af hver transient skyldes muligvis hurtigt uddøende oversvingninger. Resonansfrekvensen kan findes ved at Fouriertransformere en måleserie, se figur 6.3 på side 21. Målingen på figuren stammer

[1] Måleserie nummer 3 er venligst udført af Kristian Høeg Madsen m.fl.



Figur 6.1: Transienten ved måling på SA20 accelerometer, viser tydeligt at svingningen er dæmpet.

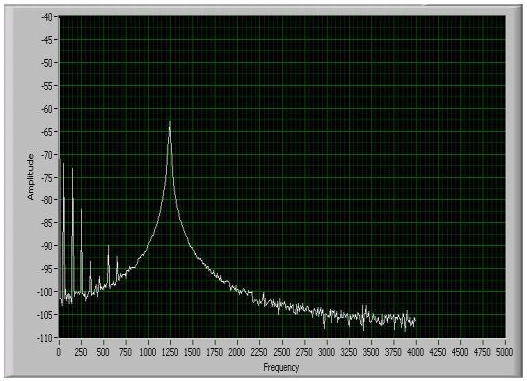


Figur 6.2: Nærbillede af måleserie for SA20. Bemærk, at de enkelte målinger med stor nøjagtighed ligger på en sinusformet kurve.

fra en anden bjælke, og afviger derfor lidt i frekvens fra de øvrige. Der er ikke benyttet et filter. Denne bjælkes resonansfrekvens ligger ved 1250 Hz, og der er ingen andre større toppe pånær nogle lavfrekvente som sandsynligvis skyldes 50 Hz støj og dens overtoner. Altså ses ingen oversvingninger i transienten, og det er derfor tilstrækkeligt at undersøge grundsvingningen, hvilket kan gøres på mere simpel vis ved at tælle svingningerne i transienten og dividere med tiden. Der skal blot udvælges et tidsinterval hvor svingningen opfører sig "pænt", hvilket vil ske nedenfor.

For at vise amplitudens eksponentielle afhængighed af tiden, parallelforskydes kurven så bjælkens ligevægt sammenfalder med en spændingen $V = 0$, sådan at ligning 6.1 gælder. For de tidspunkter t, hvor $\cos(\omega t + \phi) = \pm 1$, har $V(t)$ lokale ekstrema. På disse steder gælder

$$|V(t)| = V_0 \exp(-\gamma t) \tag{6.2}$$



Figur 6.3: Fourier transformation af signalet fra SA20, med en tydelig top ved 1250Hz.

hvilket er det samme som

$$\ln\left|\frac{V}{V_0}\right| = -\gamma t \tag{6.3}$$

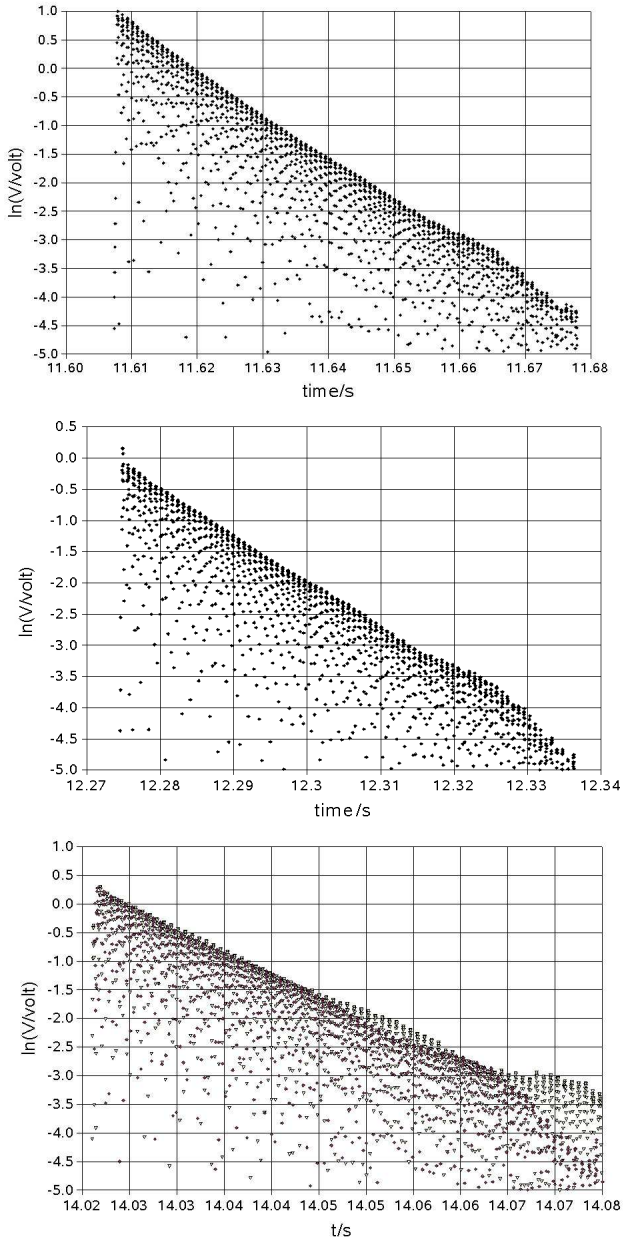
Logaritmen til talværdierne af de målte spændingers afvigelse fra ligevægtsspændingen som funktion af tiden bør derfor være begrænset opad af en ret linie. På figur 6.4 på næste side ses sådanne plots for de tre måleserier fra figur 6.1 på modstående side. Der er kompenseret for Wheatstone broens skævhed ved fra alle spændingsmålinger at trække middelværdien af mindst 10 spændinger målt umiddelbart før stødet. Målingerne synes som forudsagt at være opadtil begrænset af en ret linie med negativ hældning, dog med betydelige afvigelser efter lang tid, hvor bjælkens svingningsamplitude er relativt mindre i forhold til eventuelle forstyrrelser udefra.

Dæmpningen bestemmes i hvert af de tre tilfælde ved at foretage eksponentiel regression på maxima såvel som minima. De første ekstrema efter stødet frasorteres, idet transienten stadig ikke er jævnet ud. Efterhånden som amplituden falder, og usikkerheden dermed forværres, frasorteres også ekstrema. De hermed udvalgte ekstrema for regression og de resulterende regressionslinier er indtegnet i figurerne figur 6.5 på næste side. Ekstrema er markeret med symbolerne o og + alt efter deres fortegn, og de tilsvarende regressionslinier er henholdsvis røde og blå. Er kun en enkelt regressionslinie synlig, skyldes det at linierne ligger præcist samme sted. Maxima og minima optræder naturligvis på skift.
Dæmpningskonstanterne noteres som minus hældningskoefficienterne for regressionslinierne, så hver måleserie giver anledning til to målte dæmpningskonstanter γ_+ og γ_-. Resonansfrekvensen udregnes ved at tælle antallet af svingninger mellem mindste og største ekstremum, og dividere med tiden imellem. Alle disse resultater fremgår af tabel 6.1.

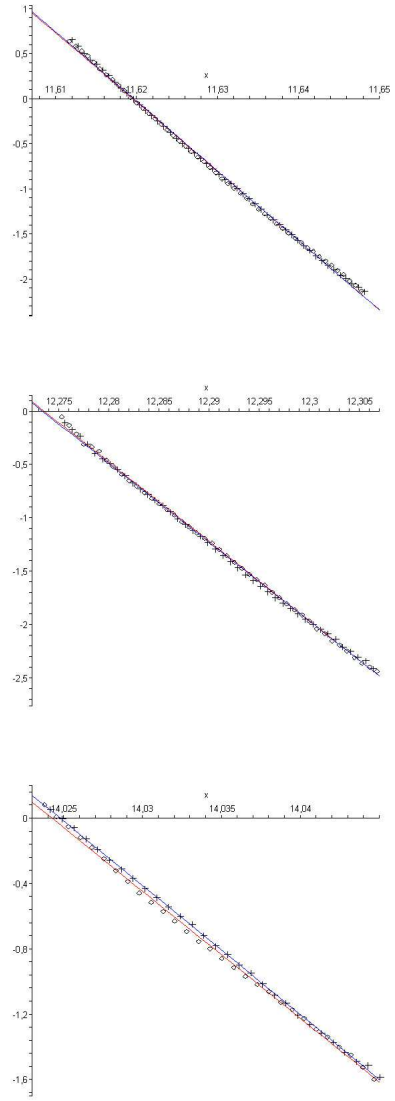
Grundsvingningens frekvens er i middel 1368 Hz med en spredning på 14 Hz. Dette er kun godt halvt så meget som den opgivne værdi, 2500 Hz. Resultaterne stemmer dog så godt overens, at dette må tilskrives en defekt i bjælken i forhold til specifikationerne. Dæmpningskonstanten bliver cirka $\gamma = 76\text{s}^{-1}$ med en spredning på 1,9 s^{-1} . Denne værdi ligger ligeledes langt fra de opgivne data[2], men igen er der meget god overensstemmelse mellem målingerne, som derfor regnes for korrekte.

	$f_{res}[Hz]$	$\gamma_+[s^{-1}]$	$\gamma_-[s^{-1}]$
Serie 1	1356	76,7	77,1
Serie 2	1361	74,2	73,8
Serie 3	1388	77,8	79,0
Middel	1368 Hz	$76{,}4\text{s}^{-1}$	
Spredning	14 Hz	$1{,}9\text{s}^{-1}$	

[2]SA20 databladet angiver en dæmpningsfaktor ζ på mindst 0,1. Dæmpningsfaktoren er defineret som $\zeta = \gamma\omega_0$, hvilket ville give en dæmpningskonstant på mindst $0,1 \cdot 2\pi \cdot 1368Hz \approx 1500s^{-1}$



Figur 6.4: Herover ses logartimen til spændingen som funktion af tiden.



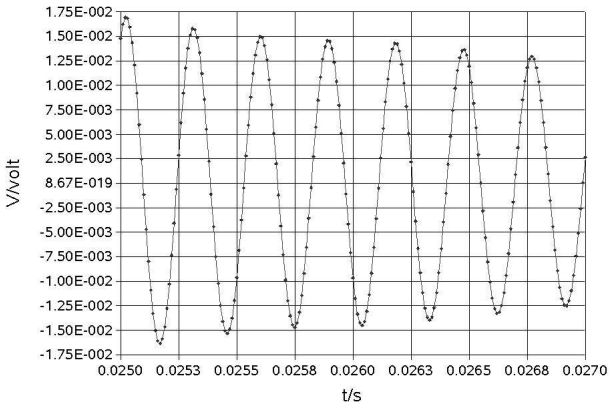
Figur 6.5: Extrema markeret med 0 og + afhængigt af fortegn for SA20.

6.2 Målinger på 3000μm lange bjælker

Fire måleserier ses på figur 6.7 på den følgende side. De forekommende spændinger for denne bjælke er langt mindre end for SA20 accelerometeret. Derfor er Wheatstone broen justeret med meget stor præcision, så skævheden er nogle få millivolt. Spændingerne bliver, når bjælken svinger, langt større (omkring 0,1 volt), og det er derfor unødvendigt at kompensere for skævhed. figur 6.6 viser nogle enkelte svingninger indenfor en transient, og de enkelte målinger ligger igen på en tilnærmelsesvist sinusformet kurve.

Ved at tage logaritmen til spændingernes talværdier fremkommer graferne på figur 6.8 på side 25. Som før er lokale maxima angivet med rød, og minima med gul. Også her er måleserierne opadtil begrænset af en nogenlunde ret linie, om end der er langt større afvigelser end for SA20 bjælken. Bemærk dog, at målingerne for $V > 0$ henholdsvis $V < 0$ har samme amplitude; dette indikerer, at hvilespændingen *ikke påvirkes nævneværdigt af støj*, eftersom maxima og minima ellers netop ville forskydes fra hinanden. Udsvingene fra den rette linie må derfor skyldes mekaniske svingninger i opstillingen (sådanne forstyrrelser kan også være til stede for SA20 bjælken, men have mindre relativ størrelse i forhold til SA20 bjælkens svingningsamplitude).

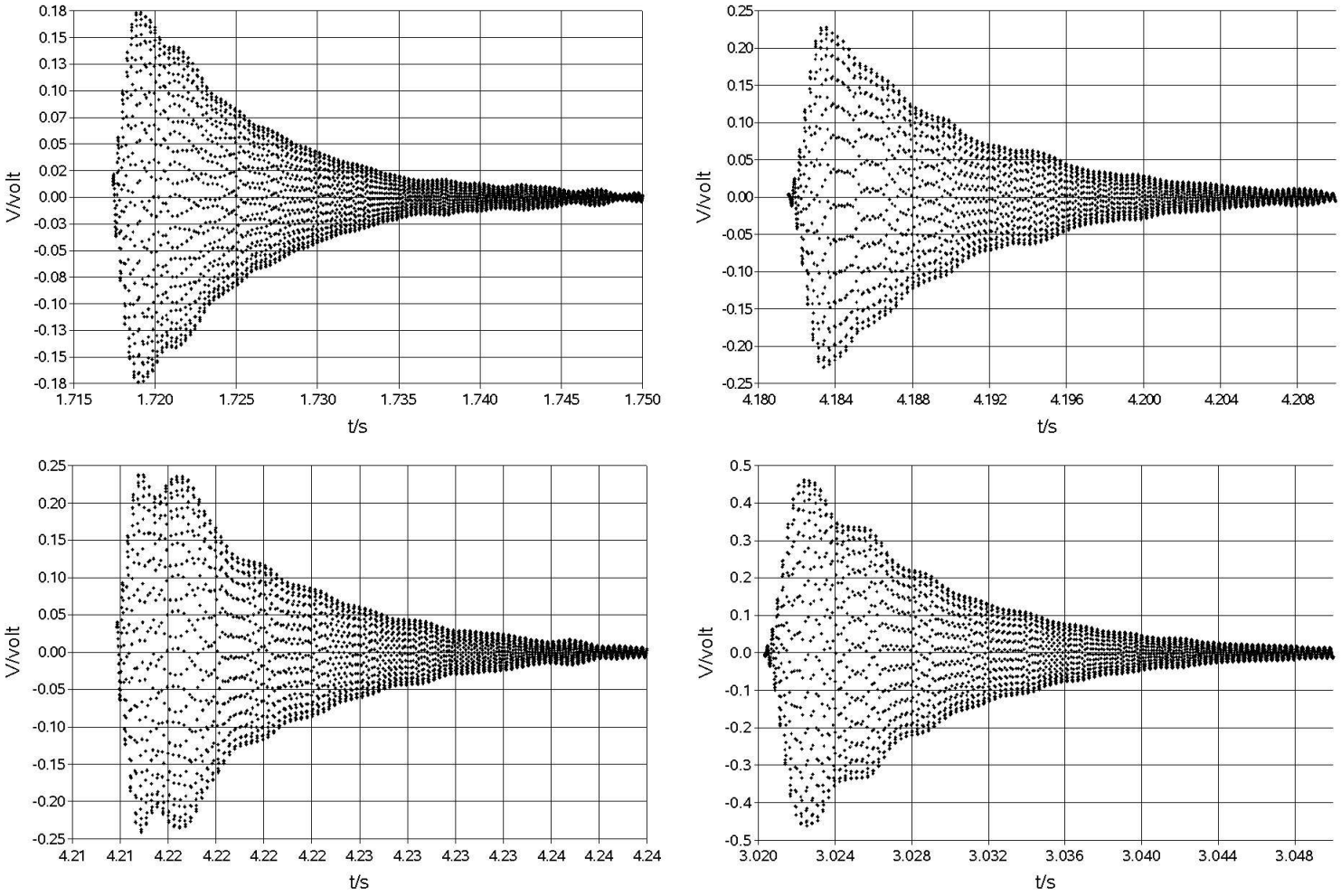
Igen foretages regression på ekstrema indenfor et udvalgt tidsinterval hvor transienten er nogenlunde pæn. På figur 6.9 på side 26 ses ekstrema markeret med symbolerne o og + alt efter fortegn, og tilsvarende røde henholdsvis blå regressionslinier. Resonansfrekvens findes som før ved at dividere antallet af svingninger mellem første og sidste maximum med tidsændringen mellem dem. De resulterende dæmpningskonstanter og resonansfrekvenser ses i tabel 6.2. Resonansfrekvensen bliver 3515 Hz med en spredning på 17



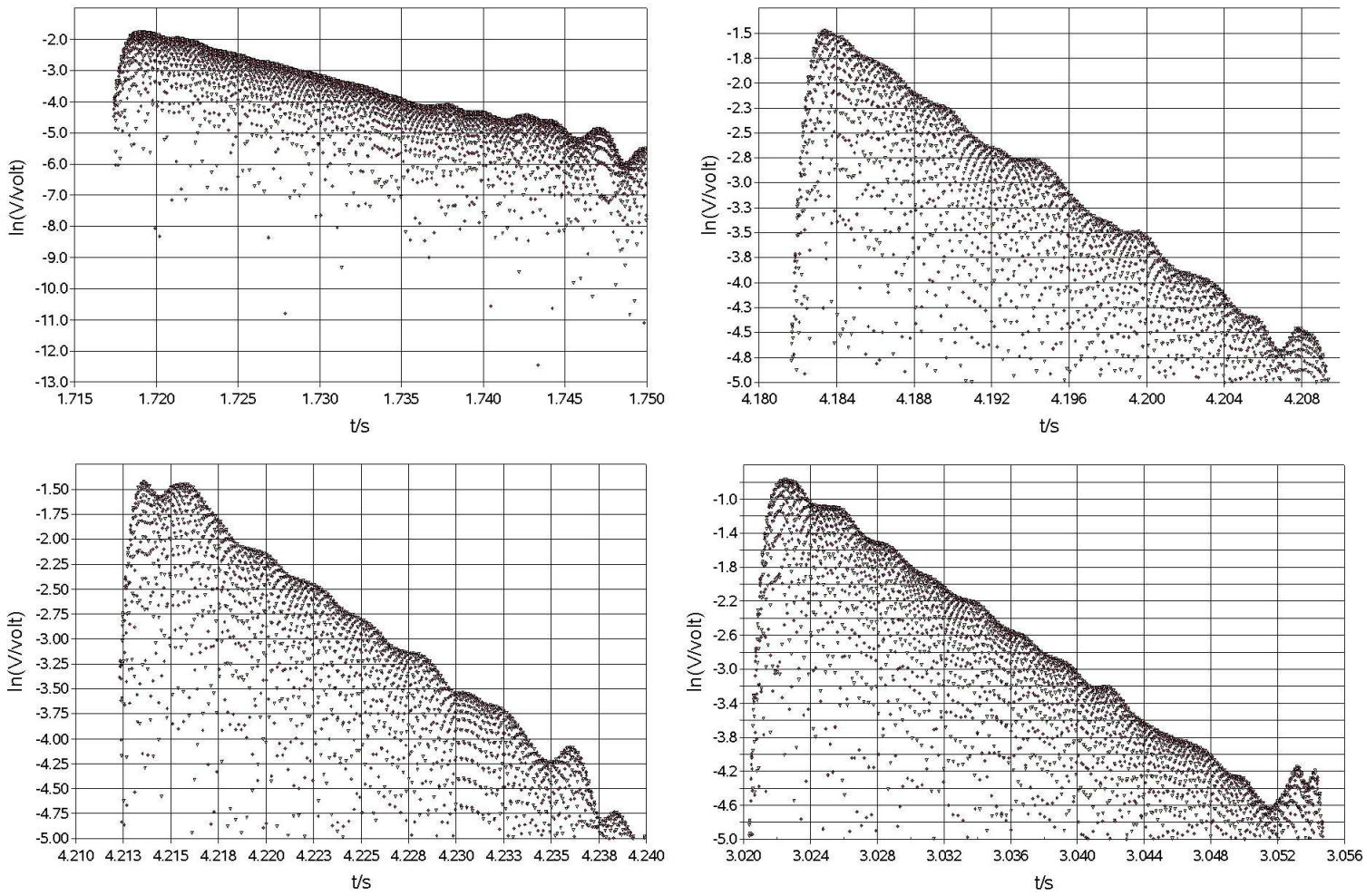
Figur 6.6: Nærbillede af transient for 3000μm bjælke. Som før ligger de enkelte punkter på en sinusformet kurve.

Hz, og dæmpningskonstanten bliver 131,8 s^{-1} med spredning 2,6 s^{-1} .

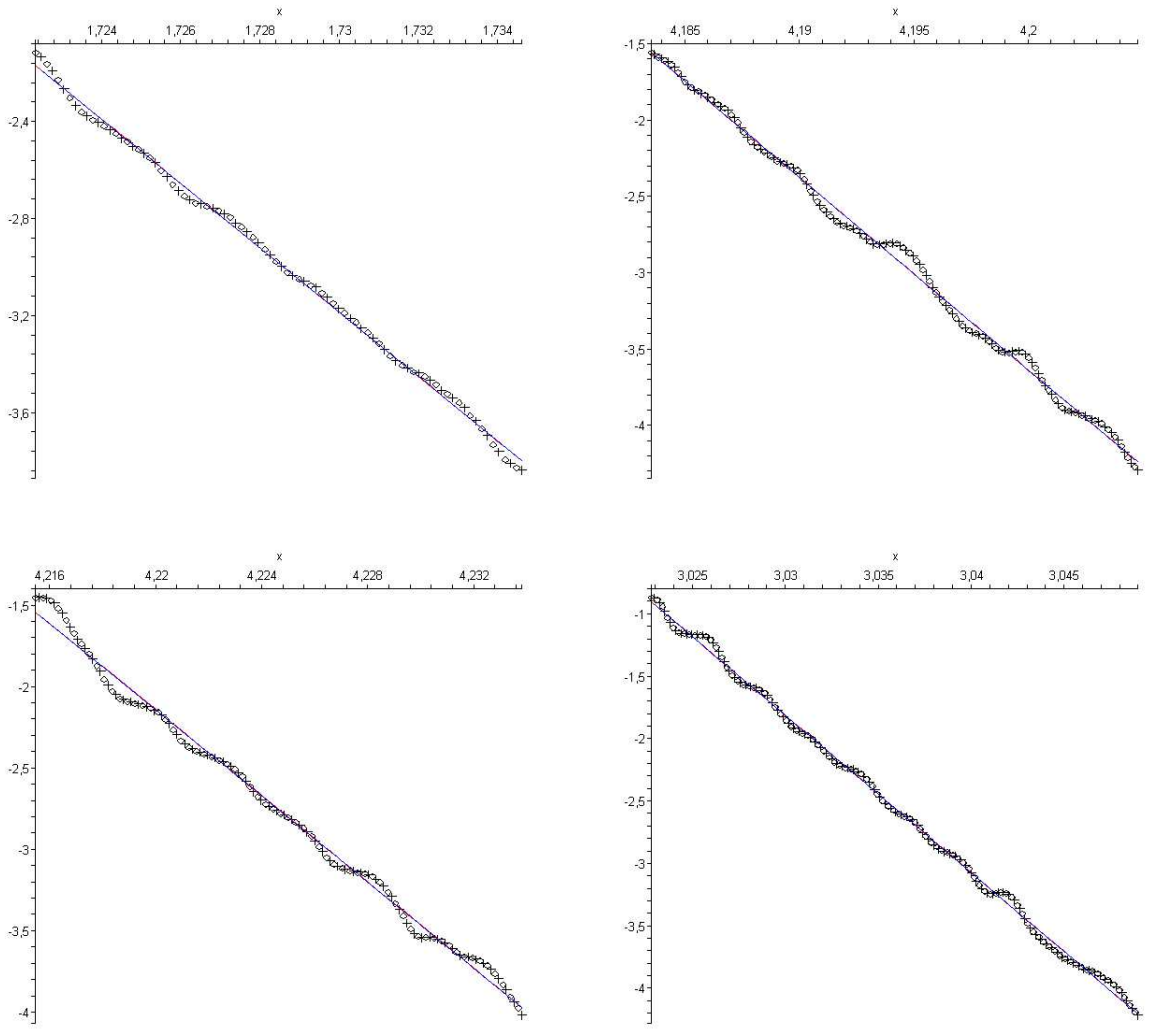
	$f_{res}[Hz]$	$\gamma_+[s^{-1}]$	$\gamma_-[s^{-1}]$
Serie 1	3542	135,9	135,7
Serie 2	3507	129,7	129,7
Serie 3	3515	132,5	132,6
Serie 4	3497	129,1	129,2
Middel	3515 Hz	131,8 s^{-1}	
Spredning	14 Hz	2,6 s^{-1}	



Figur 6.7: Herover ses resultatet af fire målinger på vores egnes bjælker.



Figur 6.8: Logartimen af de målte spændinger som funktion af tiden. Det ses at usikkerheden vokser når spændingen bliver mindre.



Figur 6.9: Herover ses logaritmen til de sorterede spændingsekstrema som funktion af tiden. Punkterne er markeret med ∘ eller + afhængigt af fortegn. Alle fire måleserier beskriver med god tilnærmelse rette linier, hvilket viser spændingsamplitudens eksponentielle tidsafhængighed.

6.3 Konklusion

Målingerne beskrev både for SA20 accelerometeret og 3000 μm bjælken indenfor enhver tvivl en harmonisk svingning med eksponentielt aftagende amplitude.

For SA20 accelerometeret blev der benyttet tre måleserier. Resonansfrekvensen blev bestemt til 1368 Hz (spredning 14 Hz) og dæmpningen til $\gamma = 76\text{s}^{-1}$ med en spredning på 1,9 s^{-1}. Disse værdier afviger meget fra specifikationerne, men resultaterne er i høj grad reproducerbare, og specifikationerne må altså være forkerte for denne bjælke.

Der blev udført fire måleserier på 3000μm bjælken. Resonansfrekvensen blev bestemt til 3515 Hz med spredning 17 Hz. Dæmpningen blev bestemt til $\gamma = 131,8\,\text{s}^{-1}$, spredning 2,6 s^{-1}. Amplituden af svingningen faldt med rimelig god tilnærmelse eksponentielt, men antageligt på grund af et relativt lille signal, var der lokale udsving i forhold til en eksponentiel tendens. Dette skyldtes sandsynligvis mekaniske påvirkninger andetsteds i opstillingen.

I begge tilfælde opførte bjælkerne sig altså som forudsagt teoretisk, og karakteriseringen anses således for at være vellykket.

Kapitel 7

Konklusion

Hovedformålene med dette specialkursus var dels at klargøre bjælkerne fra (LLR04), herunder udskæring og indpakning, så de kunne anvendes i en forsøgsopstilling. Derudover skulle vi udvikle en forsøgsopstilling til karakterisering af bjælkerne. Denne opstilling bygger på erfaringer fra (LLR04), hvor metoden først blev udviklet.

Indpakning resulterede i flere brugbare devices der kunne anvendes i en måleopstilling. Måleopstillingen bestod af en hardware- og en softwaredel. Hardwaredelen gjorde det muligt at anslå bjælkerne vha. en kugle ophængt i et stativ. For at kunne måle det relativt svage signal fra bjælkerne blev der også bygget en forstærker, samt en wheatstone bro. Med denne opstilling blev der foretaget transientmålinger på både SA20 og vores egne bjælker.

Softwaredelen bestod af et labviewprogram der vha. et DAQ-kort opsamlede måledata fra de svingende bjælker. Programmet kunne ud fra disse måledata beregne resonansfrekvensen ved at benytte Fouriertransformationer.

De opsamlede måledata viste stor ensartethed og gjorde det muligt med relativt lille fejlmargin at bestemme resonansfrekvens og dæmpning for både SA20 og egne bjælker. Opstillingen gjorde det nemt at foretage gentagelsesmålinger og få reproducerbare resultater. For SA20 blev resonansfrekvensen bestemt til 1368 Hz og en dæmpning på 76,4 s^{-1}. For vores egne bjælker blev resonansfrekvensen bestemt til 3515 Hz og en dæmpning på 131,8 s^{-1}. Resonansfrekvensen for SA20 ligger en del under de forventede 2500 Hz som databladet anførte. Målingerne er dog så gode at vi mere tror på vores egne resultater.

Appendiks

Appendiks A

SA20 Datablad

Litteraturliste

[fa04] Datasheet for ad620. Analog devices. Low cost, low power instrumentation amplifier, 2004.

[fS04] Datasheet for SA20. Sensonor. Airbag sensor, 2004.

[LLR04] Ask H. Larsen, Martin F. Laursen og Kasper Reck. Mikromekaniske bjælker. Rapport, DTU, Danmarks Tekniske Universitet, 2004.

[Ras03] Peter Andreas Rasmussen. Cantilever-based sensors for surface stress measurements - ph.d thesis. Rapport, DTU, Danmarks Tekniske Universitet, 2003.

[Timon] S. Timoshenko. *Vibration Problems in Engineering*. John Wiley and Sons, inc., Fourth edition.