

Marie Andersson, Fredrik Kullander

Mätningar av brusegenskaper i fiberlasersensorsystem

TOTALFÖRSVARETS FORSKNING SINSTITUT
Avdelningen för Sensorteknik
Box 1165
SE-581 11 LINKÖPING

FOI-R--0313--SE

December 2001

ISSN 1650-1942

Teknisk rapport

Marie Andersson, Fredrik Kullander

Mätningar av brusegenskaper i fiberlasersensorsystem

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut-FOI Avdelningen för Sensorteknik Box 1165 SE-581 11 Linköping	Rapportnummer, ISRN FOI-R--0313--SE	Klassificering Teknisk rapport
	Forskningsområde 4. Spaning och ledning	
	Månad, år December 2001	Projektnummer. E 3026
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 43. Undervattenssensorer	
Författare/redaktör Marie Andersson, Fredrik Kullander	Projektledare Fredrik Kullander	
	Godkänd av Ove Steinvall	
	Uppdragsgivare/kundbeteckning Försvarsmakten	
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig Fredrik Kullander	
Rapportens titel Mätningar av brusegenskaper i fiberlasersensorsystem		
Sammanfattning (högst 200 ord) Fiberlasersensorteknik kan användas exempelvis för att konstruera tunna fiberoptiska släpsonarer. Rapporten redogör för inledande beräkningar och mätningar på ett fiberlasersensorsystem. Optiskt frekvens- och intensitetsbrus har studerats. Resultaten visar att detektionsgränsen för fiberlasersensorer utgörs av laserns frekvensbrus som förväntat. Frekvensbruset analyserades med utnyttjande av en interferometrisk detektor. Bruset uppmättes med olika instrument dels i basbandsmätningar och dels då en akustooptisk modulator användes för att generera en bärvåg vid 100 MHz. Såväl brusnivåerna som frekvensgång kan förklaras utifrån fundamentala laseregenskaper. Laserfrekvensbrusnivån uppgår till cirka 50 dB Hz ² /Hz vid 50 Hz och faller sedan med frekvensen för att lägga sig på en nivå av cirka 10 - 20 dB Hz ² /Hz mellan 1 kHz och 20 kHz. Vid högre frekvenser dominerar brusets av en resonans kring 150 kHz som kan kopplas till laserns så kallade relaxationsoscillationsfrekvens. Denna resonansfrekvens fanns vara beroende av laserdrivströmmen. Frekvensbrusegenskaperna i övrigt syntes ej bero starkt av laserdrivströmmen. Intensitetsbruspektrumet dominerades helt av resonansen kring relaxationsoscillationsfrekvensen. Intensitetsbrusnivån i frekvensområdet under 20 kHz fanns vara försumbart i förhållande till frekvensbruset.		
Nyckelord fiberoptik, fiberlaser, sensor, akustik, optiskt brus, interferometri, frekvenskaraktäristik		
Övriga bibliografiska uppgifter	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 34 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista Sekretess	

Issuing organization FOI-Swedish Defence Research Agency Division of Sensor Technology P.O. Box 1165 SE-581 11 Linköping	Report number, ISRN FOI-R--0313--SE	Report type Technical Report
	Research area code 4 C4ISR	
	Month, Year December 2001	Project no. E 3026
	Customers code 5. Commissioned Research	
	Sub area code 43 Underwater Sensors	
Authors/s (editor/s) Marie Andersson, Fredrik Kullander	Project manager Fredrik Kullander	
	Approved by Ove Steinvall	
	Sponsoring agency Swedish Armed Forces	
	Scientifically and technically responsible Fredrik Kullander	
Report title Measurements of the noise properties of fiberlaser sensor systems		
Abstract (not more than 200 words) <p>Fiberlasersensors may be used to construct thin all optical towed sonar arrays. Introductory calculations and measurements on a fiberlasersensor are reported. The optical frequency and intensity noise characteristics were studied. The results show that the detection limit of fiberlasersensors is set by the laser frequency noise, as expected.</p> <p>The frequency noise was analysed using an interferometric detector. The noise was measured with different instruments, both in direct baseband measurements and with an acoustooptic modulator used to generate a carrier wave at 100 MHz. The measured noise spectral characteristics could be explained by fundamental laser properties.</p> <p>The laser frequency noise level was about 50 dB Hz²/Hz at 50 Hz and decreased to a level of approximately 10 - 20 dB Hz²/Hz between 1 kHz and 20 kHz. At higher frequencies, the noise spectrum was dominated by the relaxation oscillation resonance around 150 kHz. The relaxation oscillation frequency was found to be dependent on the pump laser drive current. Otherwise, the noise characteristics were not found to depend strongly on the laser drive current.</p> <p>The intensity noise spectral characteristics were completely dominated by the relaxation oscillation resonance. The intensity noise was found to be negligible compared to the laser frequency noise in the frequency range below 20 kHz.</p>		
Keywords fiber optics, fiberlaser, sensor, acoustics, optical noise, interferometry, frequency characteristics		
Further bibliographic information	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 34 p.	
	Price acc. to pricelist Security classification	

INNEHÅLL

1	INLEDNING	5
1.1	BAKGRUND	5
1.2	SYFTE.....	5
1.3	INTERNATIONELLA SYSTEM.....	5
2	MÄTSYSTEM	6
2.1	KOMPONENTER	6
2.2	PROGRAMVARA.....	8
3	TEORI	9
3.1	OPTISKT BRUS	9
3.1.1	<i>Numeriska resultat, vitt brus</i>	10
3.1.2	<i>Modifierat laserfrekvensbrus</i>	13
3.2	DEMODULERING.....	16
4	MÄTNINGAR	18
4.1	MÄTNINGAR MED OSCILLOSKOP.....	18
4.1.1	<i>Mätning över en hel period</i>	20
4.1.2	<i>Mätning vid kvadratur</i>	23
4.2	MÄTNINGAR MED SPEKTRUMANALYSATOR.....	25
4.3	MÄTNINGAR MED SPEKTRUMANALYSATOR OCH AKUSTOOPTISK MODULATOR	26
4.4	MÄTNING AV FASBRUS MED HÖGUPPLÖSANDE SIGNALANALYSATOR.....	29
5	DISKUSSION	32
5.1	RESULTAT	32
5.2	ASPEKTER VID TILLÄMPNING AV FIBERLASERSENORTEKNIKEN	33
5.3	FORTSATT ARBETE	33
6	REFERENSER	34

1 Inledning

1.1 Bakgrund

Fiberoptiska hydrofoner har utvecklats inom FOI under ett antal år.¹ En demonstration av en fiberoptisk hydrofonkabel genomfördes år 2000.² Kabeln var ca 300 m lång med fyra fiberhydrofoner som placerades med 50 m mellanrum. Fiberhydrofonerna var cylinderformade och i storleksordningen 1 dm i längd och ca 2 cm i diameter.

Även numeriska beräkningar och experiment med plana hydrofoner och beläggningsteknik för dessa har ingått i forskningen under åren.

Utvecklingen inom laserteknikområdet går fort framåt och en relativt ny typ av laser är den s.k. fiberlasern där själva lasern inryms i en optisk fiber. Eftersom fiberlasern är ytterst känslig för omgivningens inverkan kan sensorer för olika tillämpningar konstrueras. Exempelvis ser det ut att vara möjligt att konstruera hydrofoner som inte behöver bli mycket större än själva fibern. Således medges mycket tunna hydrofonkablar med flera kaskadkopplade sensorelement. Små lätta kabelsystem lämpliga för att användas i olika typer av mindre undervattensfarkoster möjliggörs.³ För tillämpningar där kabeln skall dras efter en bogserande farkost minskar flödesbruset som uppstår p.g.a. turbulens då kabeln rör sig genom vattnet. Detta är starka motiv till att prova fiberlasersensorer (FLS) för hydroakustiska tillämpningar. En utredning om FLS-teknikens potential har därför påbörjats. Vi har köpt in komponenter för prov på optisk bänk. Resultat från inledande mätningar på FLS-uppkopplingar redovisas i denna rapport.

1.2 Syfte

Denna rapport redogör både för beräkningar och för mätningar på FLS-system som de är tänkta att användas i en hydrofonarray. Brusegenskaperna hos FLS-systemen är huvudtemat i rapporten, och mätningar med olika instrument och uppkopplingar har genomförts för att karaktärisera bruset så noggrant som möjligt. De brusegenskaper som studerats är frekvensbrus, relativt intensitetsbrus (RIN) och andra eventuella störningar i systemet.

1.3 Internationella system

Fiberlasertekniken är relativt ny men utvecklas redan på flera håll internationellt. Nedan punktats några internationella företag/institutioner som har redovisat resultat innefattande denna teknik.

- NRL i USA var tidigt framme med att använda fiberlasersensorprincipen. De har publicerat mycket om denna teknik.
- CidrA Incorporate är ett amerikanskt företag, inriktat mot oljeindustrin. De utvecklar sensorsystem baserade på så kallade "fiber-Bragg-gitter" som är mycket lik den teknik som används för FLS. De har eventuellt redan utvecklat sensorprinciper baserade på FLS-teknik.
- Optoplan AS i Norge har arbetat med utvecklingen av DFB-fiberlaserteknik och publicerat artiklar om sensortillämpningen.
- DERA i England har gjort mätningar med FLS för hydrofontillämpningen.
- Inom EU finns programmet CEPA-10 där intresset ökat för FLS-tekniken.
- IONAS DS i Danmark tillverkar fiberlasrar. I dagsläget säljer de exempelvis fibrer med fyra seriekopplade lasrar som normalt tillämpas för kommunikation vid multipla våglängder men även är lämpliga för hydrofontillämpningen.

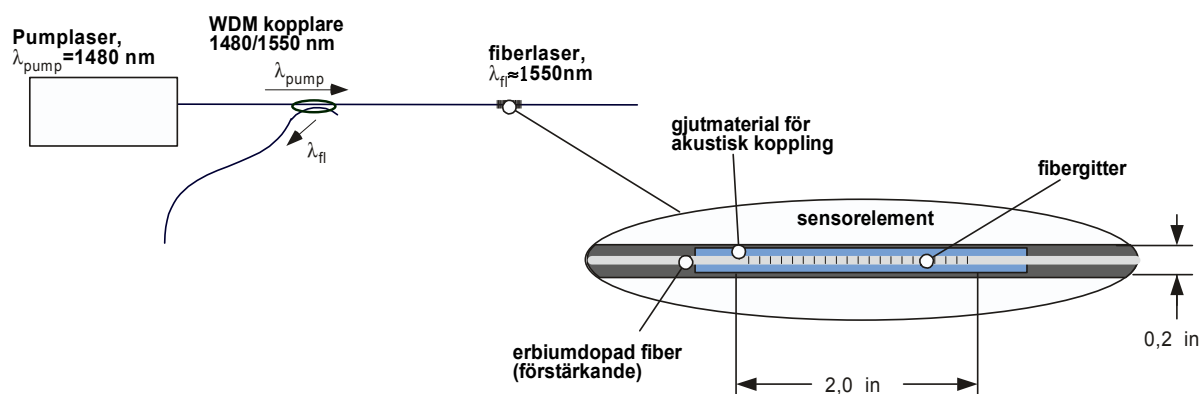
2 Mätssystem

2.1 Komponenter

Fiberlaser

Fiberlasern som använts vid laboriemätningarna är köpt från det danska företaget Koheras A/S (internetadress; www.koheras.dk). Den pumpas optiskt av en pumplaser som emitterar ljus vid våglängden 1480 nm. Ljuset från pumplaseren når fiberlasern via en WDM-kopplare. Fiberlasern består av ett fiber-Bragg-gitter som är inrymt i en erbiumdopad sektion av fibern. Fibergittret utgör en så kallad DFB-struktur (DFB står för Distributed Feedback) i fibern och kan ses som två gitter som sitter väldigt nära varandra. Laserljuset oscillerar i ett gitter. Detta görs möjligt genom att inskriva ett fasskift mitt i gittret så att det effektivt utgör två gitter väldigt nära varandra. Kaviteten (gittret) är ca 5 cm långt och det mesta av laserenergin i kaviteten fördelar sig över ett begränsat område, ca 1 cm i mitten av gittret. Fiberlasern som använts vid mätningarna lasrar vid våglängden 1550 nm. I en konfiguration med flera fiberlasrar längs samma fiber konstrueras de så att de lasrar med olika våglängder, t.ex. med 1 nm:s skillnad.

Lasringsprocessen kan ses som ett återkopplat system med en tidskonstant. Det tar en viss tid för pumpprocessen. Lasern emitterar ljus varvid koncentration av exciterade erbiumjoner upprätthålls av att pumpljuset hela tiden exciterar erbiumjonerna från deras grundtillstånd till det exciterade tillståndet. Denna process tar en viss tid och ger upphov till en s.k. relaxationsoscillation associerad med tidskonstanten för pumppmekanismen. Fiberlaserns relaxationsoscillation har mätts upp och redovisas i rapporten. Den varierar med strömmen som matas till pumplaserens. Lasern pumpas med strömmar mellan 300 mA och 500 mA. Strömmar under 300 mA räcker inte för att lasern skall lasra medan strömmar över 500 mA är skadligt för lasern.

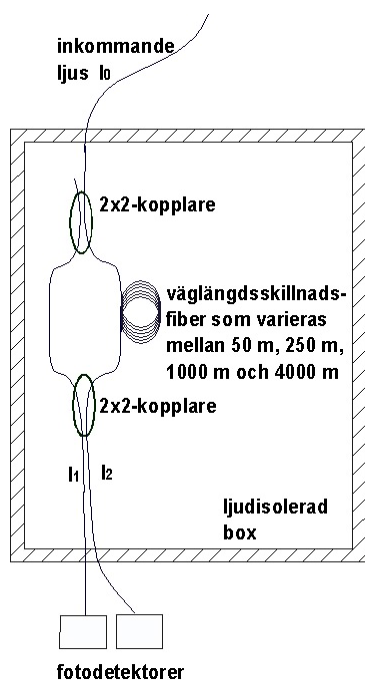


Figur 1. Fiberlasern pumpas med en pumplaser som sänder ljus vid våglängden 1480 nm. Via en WDM-kopplare når ljuset den erbiumdopade fiberlasern som lasrar vid 1550 nm. Den infällda bilden visar uppförstorat fiberlasern som den skulle kunna monteras i en hydrofonkabel. Här ser vi sensorelementets storlek som typiskt kan bli $5 \times 0,6$ cm.

Interferometer

En Mach-Zehnder interferometer monterades på en optisk bänk i laboratorium för brusmätningarna. Interferometerns uppkoppling visas i Figur 2. Uppkopplingen av interferometeren består av en singelmodfiber som transporterar ljus med intensiteten I_0 till en 2×2 -kopplare där ljuset delas upp i två fibrer. I en av interferometergrenarna kopplas en längre fiber in. Våglängdsskillnaden i interferometeren varierades mellan längderna 50 m, 250 m, 1000 m eller 4000 m för att åstadkomma olika förstärkning av de frekvensvariationer som uppkommer i fiberlasern.

De båda fibrerna möts i en andra 2×2 -kopplare. Från interferometeren kan man detektera de två utsignalerna I_1 och I_2 vars interferenstermer är fäsförskjutna relativt varandra med 180° . Interferometeren har vid mätningarna ljudisolerats m.h.a. en datorbox för att minimera fluktuationer i systemet p.g.a. yttre störningar som t.ex. ljud och termisk inverkan.



Figur 2. En interferometer av typ Mach-Zehnder användes vid brusmätningarna. Hela interferometern ljudisolerades i en datorhuv. Konfigurationen består av en inkommande ljussignal I_0 , från fiberlasern, via en singelmodfiber. Ljusintensiteten delas upp i en 2x2-kopplare. I ena fibern löper ljuset direkt vidare till nästa 2x2-kopplare. Den andra fibern förlängs med en extra fiber på 50 m, 250 m, 1000 m eller 4000 m innan kopplingen till 2x2-kopplaren sker. I 2x2-kopplaren uppstår en fasförskjutning på 180° mellan ljussignalerna I_1 och I_2 .

Detektor

Interferometerns två utgångar I_1 och I_2 har, vid mätningarna, kopplats via singelmodfibers till fotodetektorer där den optiska effekten omvandlats till en elektrisk signal. Den elektriska signalen har sedan kopplats till ett mätinstrument via en 50Ω koaxialkabel. Detektorerna som använts är av märket TTI, modell TIA-500 InGaAs som mäter ljuseffekten i ett våglängdsintervall mellan 900 och 1700 nm. Brusnivån hos detektormodellen är $3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Spektrumanalysator

En spektrumanalysator av märket Hewlett Packard, modell 8590 L har använts för att mäta signalspektra från fiberlasersystemet. Mätinstrumentet har relativt låg frekvensupplösning, 1 kHz, och hög lägsta frekvens, 8 kHz, och i frekvensområdet DC till 20 kHz har därför varit svåra att dra slutsatser ifrån. Vi har valt att, med detta instrument, mäta vid fyra frekvensområden med lägsta möjliga upplösningsbandbredd. Mätområdena med respektive upplösning redovisas i Tabell 1. Spektrum vid varje frekvensområde sparades efter medelvärdesbildning av 100 frekvenssvar. Detta för att minska variansen i spektrumen.

Mätbandbredd	Upplösningsbandbredd
8-50 kHz	1 kHz
8-250 kHz	1 kHz
8-500 kHz	1 kHz
8-1000 kHz	3 kHz

Tabell 1. Tabellen visar vilka mätband samt vilken upplösningsbandbredd som valdes vid mätningarna med spektrumanalysatorn.

Oscilloskop

2 kanaler på ett oscilloskop av märket LeCroy modell 534A med 1 GHz bandbredd har använts för att samla in data från de två detektorerna. Oscilloskopet användes vid den inledande mätningen för att få en uppfattning om bruset i FLS-systemet.

Akustooptisk modulator

En akustooptisk modulator, med modulationsfrekvensen 100 MHz, användes vid mätningarna för att skifta upp det spektrala innehållet från basbandet till frekvenser kring modulationsfrekvensen. Modellen är en Brimrose AMM-100-8070-1550-3FP som opererar vid våglängden 1550 nm. När man modulerar ljuset skiftas dess frekvensbrus med upp och lägger sig som ett sidband på vardera sidan om bärvågsfrekvensen. Mätningarna med

akustoptisk modulator har fördelen av att brus i mätsystemet som ofta finns vid låga frekvenser, 1/f-brus, undviks.

Högupplösande signalanalysator

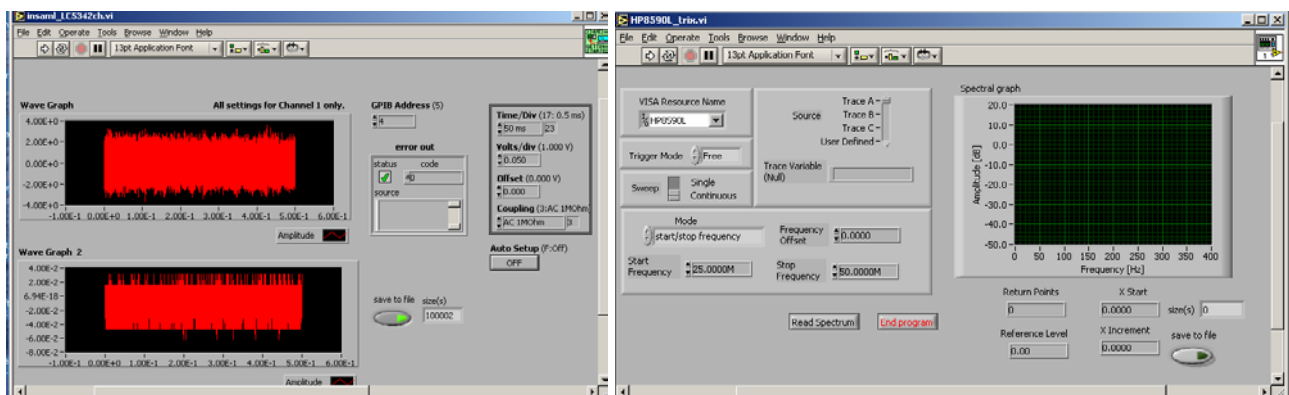
För att mäta upp signalens fasbrus användes en högupplösande signalanalysator av typ Rohde Schwarz FSIQ 7. Instrumentet kan även användas för demodulering av FM signaler.

2.2 Programvara

Vid samtliga mätuppställningar har olika insamlingsprogram använts för att samla in data för efterbehandling.

LabView

För insamlingen av data från detektorerna har LabView 6.0 (från National Instruments) använts. Filerna har sparats som matlabfiler och efterbehandlats i Matlab. Exempel på hur användargränssnittet såg ut för insamlingen från oscilloskopet och från spektrumanalysatorn visas i Figur 3.



Figur 3. Figuren visar användargränssnittet i LabView då data samlades in. Bilden t.v. visar fönstret där de två kanalerna från oscilloskopet ses i separata rutor. I bilden t.h. visas användargränssnittet som användes då data skulle samlas in från spektrumanalysatorn. I exemplet till höger visas ingen insignal.

Matlab

En rutin för att spara Matlab-6 filer direkt har implementerats i LabView. Data från detektorerna har samlats in via LabView som sedan har sparats som lätthanterliga matlabfiler. Signalerna har sedan använts för frekvensanalys. Insamlade data från spektrumanalysatorn har jämförts med frekvensspektrumen baserade på oscilloskopmätningarna.

3 Teori

3.1 Optiskt brus

För att undersöka om brusmätningarna ger ett förväntat resultat har vi genomfört beräkningar av det optiska bruset ut från en obalanserad interferometer kopplad till en fiberlaser. I beräkningarna ansätts parametrar som beskriver fiberlaserns utsända ljus och det fiberoptiska nätverket. I det här fallet består nätverket som kopplats till ljuskällan av en obalanserad interferometer, med eller utan en akustooptisk modulator i en av interferometergrenarna. Beräkningarna utgår från fundamentala egenskaper i det optiska fältet och brusparametrarna RIN (relativt intensitetsbrus) och $\Delta\nu$ (frekvensbrus) påverkar den detekterade signalens karaktäristik i hög grad. För interferometersystem generellt sätts detektionsgränsen av laserns frekvensbrus. Medan det är möjligt att utnyttja olika metoder för att undertrycka inverkan av RIN går det inte att minska bruset som uppkommer p.g.a. laserns frekvensbrus för en given optisk interferometer. Dessutom är det så i det här fallet att signalerna som ska mätas, ska modulera laserljusets frekvens vilket gör det naturligt att se frekvensbruset som begränsande för mätsystemet. En relativt enkel och direkt formalism har använts för att modellera ljuset:

$$u_0(t) = a(t) \exp(i\phi(t)) \exp(i2\pi\nu_0 t). \quad (3.1)$$

I ekvation (3.1) ansätts det från fiberlasern utsända optiska fältet, u_0 , som funktion av tiden (kan representera vilken som helst av de fysikaliska fältkomponenterna). I uttrycket ingår dels en tidsvarierande amplitud, $a(t)$, i vilken det relativa intensitetsbruset ingår, samt en varierande fas $\phi(t)$, i vilken signal- och frekvensbrus kommer in. Laserfrekvensen är $\nu_0 = c/\lambda$. Lasern antas vara singelfrekvent emitterande i ett polarisationstillstånd. I ekvation (3.2) till (3.4) visas relationerna mellan de parametrar som vi ansätter i modellen och ljusets amplitud och fas.

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^t \Delta\nu(t') dt' \quad (3.2)$$

$$a(t) = \sqrt{P_0 + \Delta P(t)} \quad (3.3)$$

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2(t) \rangle}{P_0 B}. \quad (3.4)$$

Frekvensstörningen $\Delta\nu(t)$ ansätts som frekvensbrus med angiven varians. Det spektrala innehållet i frekvensbruset går att modifiera. Det finns möjlighet att ansätta vitt brus, bandbegränsat brus med given brytfrekvens samt inkluderande en resonansfrekvens med givet Q-värde. Det sistnämnda kan användas för att modellera fiberlaserns relaxationsoscillationer och dess inverkan på laserfrekvensvariationerna. Det är även möjligt att inkludera signalvariationer som t.ex. sinusformade toner som återspeglar en signal uppfångad av fiberlasern.

Amplitudvariationerna ges av (3.3) där den optiska effekten samt dess brusvariationer $\Delta P(t)$ angivits. Förhållandet mellan angivet RIN och brusvariationerna ges av (3.4). RIN-bruset antas genomgående vara vitt, d.v.s. jämnt fördelat över den totala bandbredden. Beräkningarna utförs i Matlab. Brusvektorerna alstras som normalfördelat brus.

Givet alla funktioner i (3.1) kan den optiska linjeprofilen beräknas. Ett optiskt effektspektrum fås genom att ta Fouriertransformen av autokorrelationsfunktionen för $u_0(t)$,

$$S_0(\nu) = F \left[\langle u_0(t + \tau) u_0^*(t) \rangle \right], \quad (3.5)$$

där $\tau = nl/c$, (n är brytningsindex hos fibern, l är väglängdsskillnaden och c ljushastigheten) d.v.s. den tidsfördröjning som uppstår för fälten i de båda interferometergrenarna i förhållande till varandra.

Vinkelparenteserna anger medelvärde och * komplexkonjugat. Även linjebredden, koherenstiden och koherenslängden för ljuset kan bestämmas baserat på (3.5). Optisk effekt på utgången av interferometern ges av

$$P(t) = \langle |u(t)|^2 \rangle, \quad (3.6)$$

där medelvärdet tas över integrationstiden för detektorsystemet. Det optiska fältet på en av interferometerns två utgångar (en 2x2-kopplare förutsätts på utgången) ges av

$$u(t) = \frac{u_0(t) + u_0(t + \tau)}{\sqrt{2}}. \quad (3.7)$$

Med en ideal (brusfri) akustooptisk modulador som används för att frekvensskifta ljuset i en av interferometergrenarna blir det optiska fältet, u_{AO} , som faller på mottagaren istället

$$u_{AO}(t) = \frac{u_0(t) \exp(i2\pi f_{AO}t) + u_0(t + \tau)}{\sqrt{2}}, \quad (3.8)$$

där f_{AO} är frekvensskiftet som den akustooptiska modulatoren ger upphov till (i mät försöken: 100 MHz). I de följande visas resultat som erhålls för olika fall av laserfrekvensbrus. Först ansätts vitt laserfrekvensbrus. Därefter modifieras laserfrekvensbrusets spektrum. En resonanssvängning motsvarande inverkan av laserns relaxationsoscillationer samt 1/f-brus införlivas i laserfrekvensvariationerna.

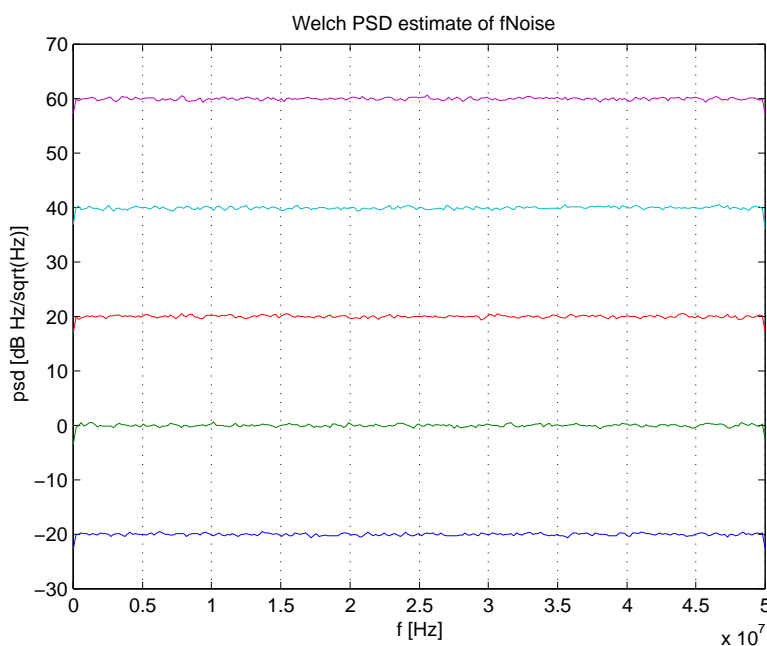
3.1.1 Numeriska resultat, vitt brus

Beräkningsresultaten presenteras i form av effekttäthetspektrum i figurer nedan. Här demonstreras i några fall på de effekter som uppstår av att variera olika parametrar. Vi räknar med nedanstående parameteruppsättning om inte annat anges:

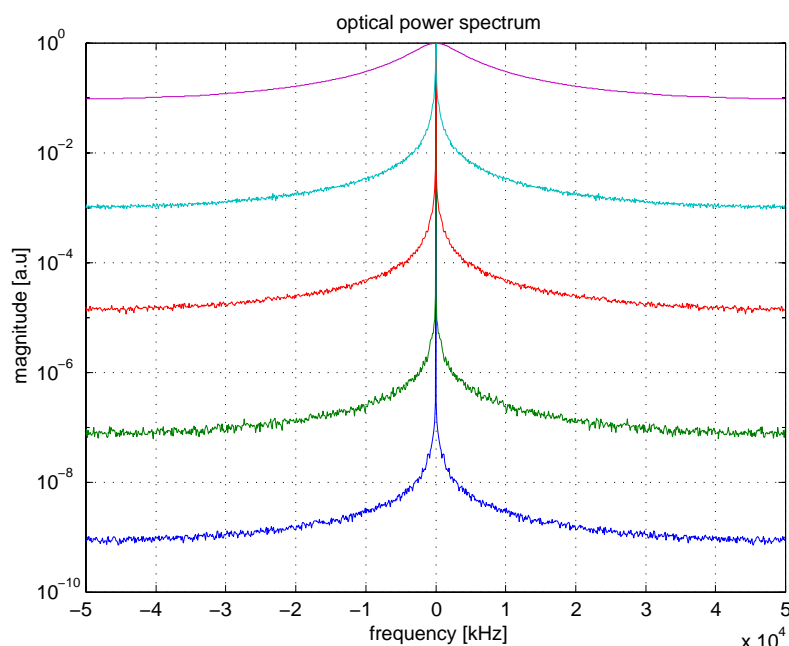
Våglängd λ :	1,55 μm
Brytningsindex n :	1,5
RIN:	-150 dB/Hz
Samplingsintervall:	10 ns
Insamlingstid:	1 ms

A. Beroende av laserfrekvensbrusets varians:

Vitt frekvensbrus ansättes med fem olika spektraltätheter: 0,1 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 1 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 10 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 100 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ och 1000 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Våglängdsskillnaden i interferometern sätts till 100 m. Det ansatta frekvensbruspektrumet visas i *Figur 4*.

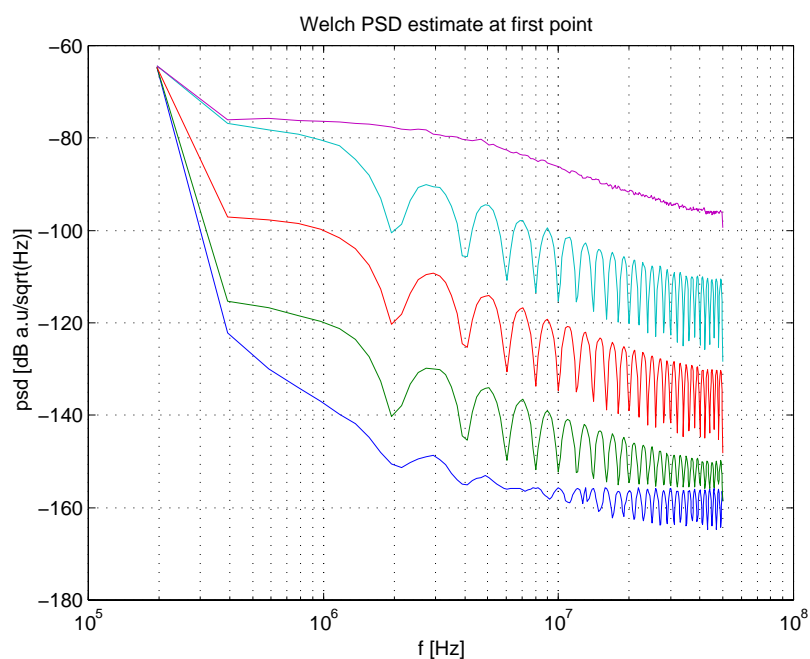


Figur 4. Spektral effekttäthet (PSD: Power Spectral Density) för frekvensbruset i de fem olika fall som används här.



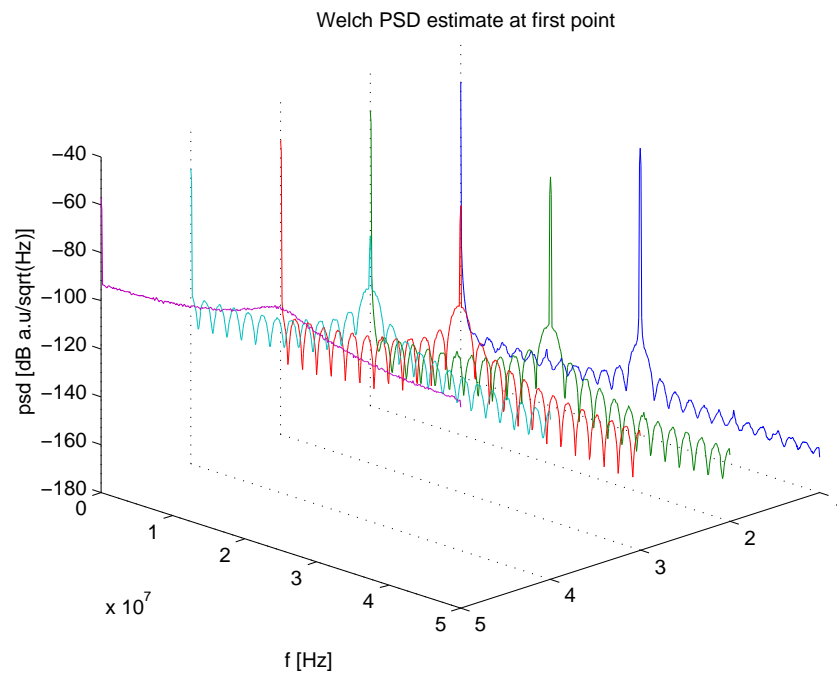
Figur 5. Beräknade linjeprofiler. X-axeln visar avvikelse från den optiska bärvågsfrekvensen (ca. 200 THz). Översta kurvan i denna figur motsvarar översta kurvan i Figur 4.

Den beräknade linjeprofilen för de fem fallen visas i Figur 5. Beräkningarna av linjebredd kan ej göras för samtliga fall utan endast för de fall som hamnar inom vissa gränser beroende av hur samplingsintervall och insamlingstid har valts. I dessa fall beräknas linjebredd till < 16 kHz för de tre lägsta brusnivåerna, 62 kHz vid $100 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ samt 4 MHz vid $1000 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. Motsvarande koherenslängder är >2000 m, 500 m samt 8 m. Spektrum för den detekterade optiska effekten efter interferometern visas i Figur 6 nedan. I beräkningarna har interferometern antagits ligga still i sin så kallade kvadraturpunkt där fasskillnaden mellan fälten i interferometerns båda grenar är 90 grader. I praktiska försök är detta inte så lätt att åstadkomma eftersom termisk inverkan m.m. ger upphov till drift av det relativa fasläget. Beräkningsresultaten speglar således ej vad som skulle mätas såvida inte interferometern aktivt kontrolleras och låses kring kvadratur.



Figur 6. Spektraltätheten för intensitetssignalen vid interferometerns utgångar. Interferometern ligger i kvadraturpunkt. Översta kurvan i denna figur motsvarar översta kurvan i Figur 4.

Vi ser att dessa spektrum antar formen av en så kallad sincfunktion i kvadrat $(\sin x/x)^2$ som vid de högsta värdena på spektraltätheten för frekvensbruset övergår i en så kallad Lorentzisk profil, (för ett tränat öga hade det varit lättare att känna igen profilen om inte frekvensaxeln var logaritmrad.) Den understa kurvan, som representerar det lägsta frekvensbrusvärdet, bottenar vid de högre frekvenserna vid ca $-156 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$. Bottenvärdet motsvarar RIN på $-150 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$ eftersom den optiska effekten på mottagaren i medel är hälften av den utsända effekten. Om vi hade fortsatt att öka laserns frekvensbrus utöver $1000 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ hade bruseffekten börjat omfördela sig mot högre frekvenser. Nivån vid låga frekvenser (i det här fallet under 1 MHz) sjunker då, proportionellt mot laserfrekvensbrusets spektraltäthet. Det vill säga, varje ökning av frekvensbruset med en faktor 10 leder till en minskning av den detekterade bruseffekten vid låga frekvenser med en faktor 10. Under en brytpunkt där koherenslängden för ljuset är längre än väglängdsskillnaden i interferometern ökar den mottagna bruseffekten som kvadraten på frekvensbrusets spektraltäthet. Därför uppkommer 20 dB intervall mellan de 4 första kurvorna i figur 6. Då en akustooptisk modulator används, skiftas det spektrala innehållet från basbandet till frekvenser centrerade kring en bärvågsfrekvens given av det akustooptiska frekvensskiftet. Utseendet på sidbanden på vardera sida om bärvågsfrekvensen efterliknar basbandets utseende enligt figur 6. Dock fördelas den totala bruseffekten på två sidband. Nivån sjunker därför med 3 dB. Figur 7 visar spektrum med ovan använda parametervärden och med ett akustooptiskt frekvensskift på 25 MHz. Detta spektrum består av en topp i mitten, i de här sammanhangen benämnd den monokromatiska toppen, samt sidbanden som uppkommer p.g.a. frekvensbruset. I förhållande till den monokromatiska toppen ökar effekten i sidbanden med ökande laserfrekvensbrusvarians. Vid en brytpunkt försvinner snabbt den monokromatiska toppen och dess spektrum antar en lorentzisk profil.



Figur 7. Figuren visar spektrum med samma villkor som ovan nämnda parametrar i Figur 4. Skillnaden är här att ett akustooptiskt frekvensskift på 25 MHz har lagts till. Den närmaste kurvan i denna figur motsvarar översta kurvan i Figur 4.

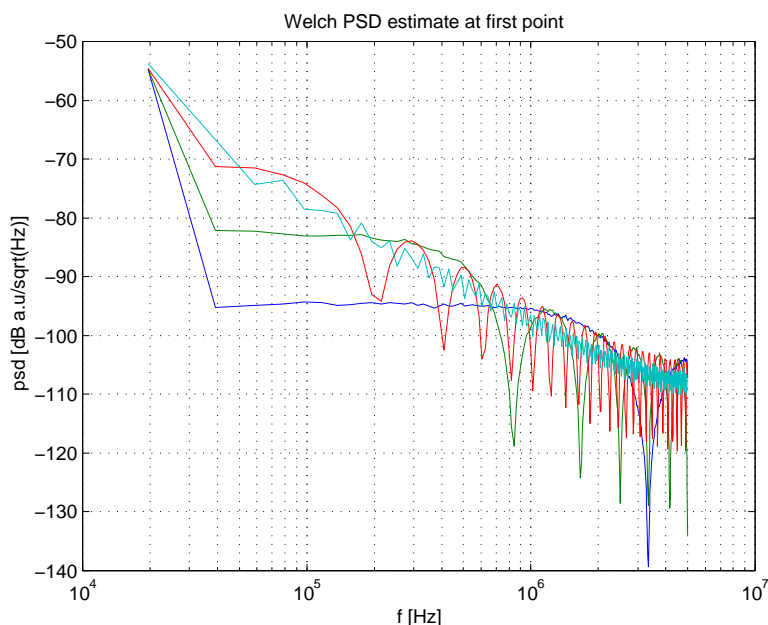
B. Beroende av väglängdsskillnad i interferometern:

I nästa exempel ändrar vi istället väglängdsskillnaden i interferometern i fyra steg till 62,5 m, 250 m, 1000 m och 4000 m, ungefär som vid mätningarna (där vi använde 50 m, 250 m, 1000 m och 4000 m). För dessa beräkningar användes parametrar enligt tabell 2.

Spektraltäthet för frekvensbruset:	$20 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$
Samplingsintervall:	100 ns
Insamlingstid:	10 ms

Tabell 2. Parametrar för beräkningar.

Med dessa inställningar beräknas linjebredd till 2,5 kHz motsvarande en koherenslängd i fiber på ca 15 km. Det som händer då väglängdsskillnaden ökar är först att brusnivån för låga frekvenser ökar som kvadraten på väglängdsskillnaden. För varje fyrdubbling av väglängdsskillnaden ökar brusnivån med en faktor 16 (12 dB). Första minimumet för spektrumet förskjuts mot lägre frekvenser då väglängdsskillnaden ökar, se Figur 8.



Figur 8. Spektraltätheten för intensitetssignalen vid interferometerens utgång för fyra val av väglängdsskillnad, 62.5 (mörkblå), 250 (grön), 1000 (röd) och 4000 m (ljusblå).

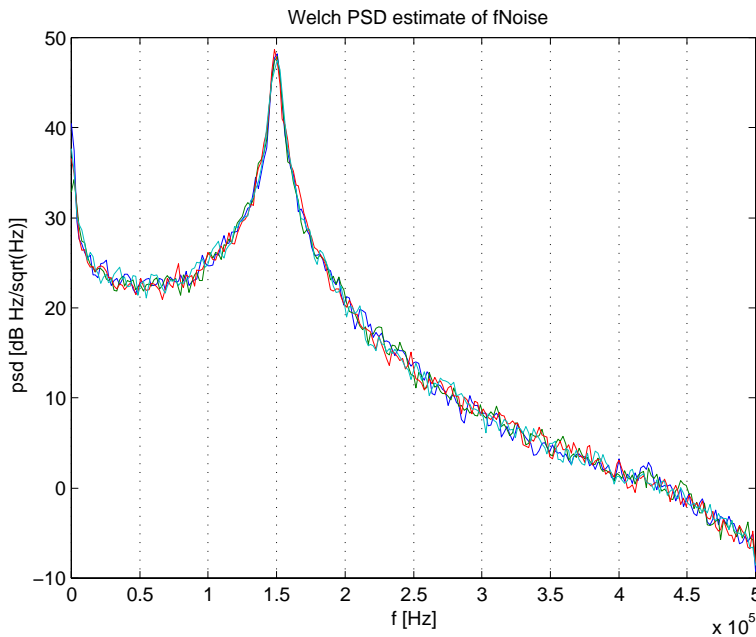
Minimumets frekvensläge kan beräknas som

$$f = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{nl} \quad (3.9)$$

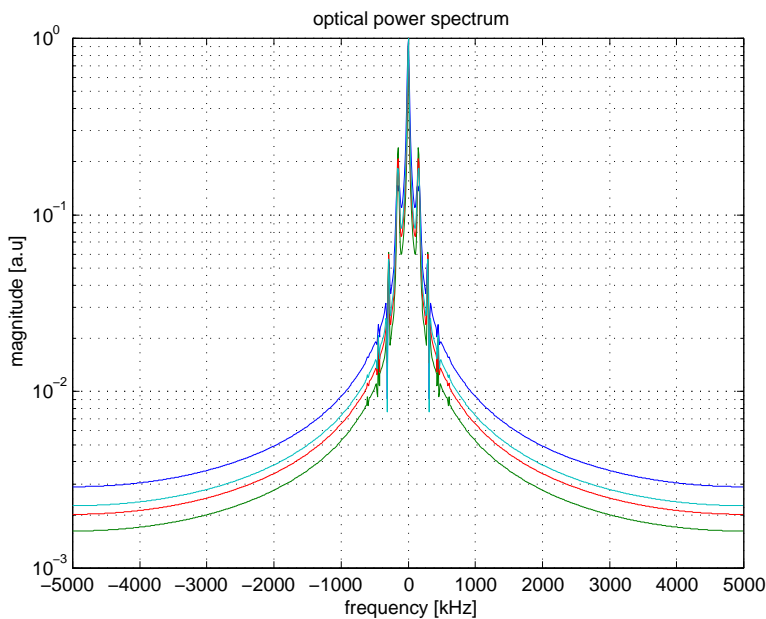
Man ser också att det vid varje frekvens finns en begränsning uppåt i effekttäthet. Då väglängdsskillnaden ökas ytterligare nås så småningom koherenslängden varefter den sincformade funktionen övergår till att anta Lorentzisk profil. Till skillnad från då laserbruset ökar ändras inte dess spektrum nämnvärt då väglängdsskillnaden ökas bortom koherenslängden. Det går i stället asymptotiskt mot en maximal effekttäthet som avtar som $1/f^2$. Frekvensbrusnivån i det här fallet ligger på en nivå som skulle kunna motsvara stabiliteten för fiberlasern. Vi har dock ännu inte tagit hänsyn till fiberlaserns relaxationsoscillationer som syns vid mätningarna kring 150 kHz.

3.1.2 Modifierat laserfrekvensbrus

I nästa serie figurer visas resultat från beräkningar då laserns frekvensbrus modifierats med en resonansfrekvens vid 150 kHz och med ett Q-värde på 1000 motsvarande inverkan av relaxationsoscillationen. Även $1/f$ -brusets beroende, med en brytfrekvens på 100 kHz har införlivats i laserfrekvensbruset. Den här simuleringen gjordes i viss mån för att anpassas till experimentella data. För att få brusnivåerna att bättre överensstämma sattes spektraltätheten för frekvensbruset här till $5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. Som synes i Figur 9 är inte brusgolvet plant längre utan påverkas av resonansen och $1/f$ -brus. För frekvenser under 150 kHz överstiger därför effekttätheten $5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. Linjeprofilen för laserljuset påverkas av resonansen i frekvensbruset och antar form enligt Figur 10. Som synes bildas satellitlappor kring centerfrekvensen. Linjebredd för detta fall beräknas till 20 kHz motsvarande en koherenslängd på ca 2000 m.

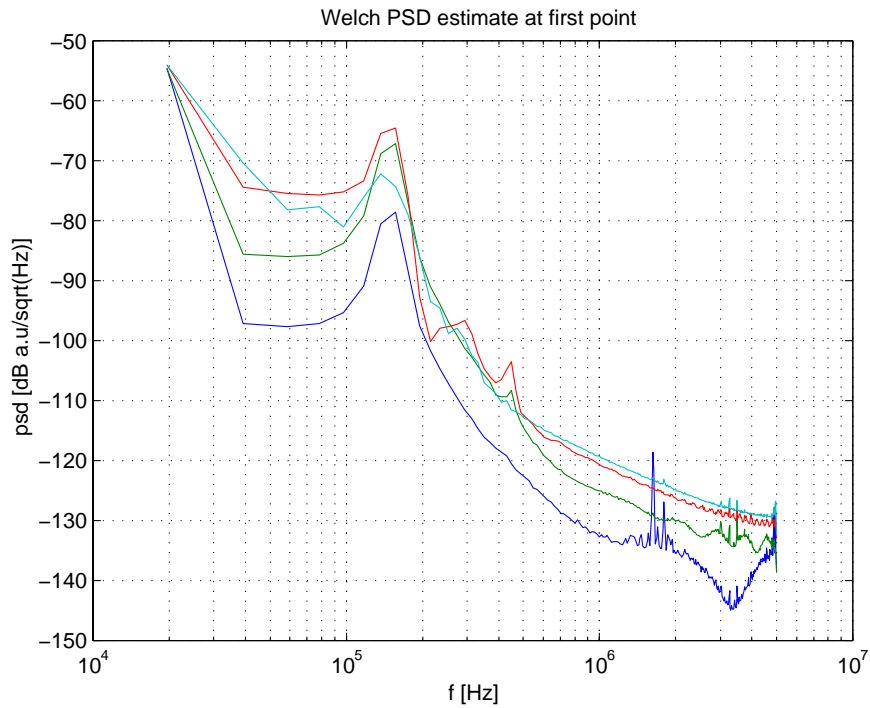


Figur 9. Figuren visar frekvensbruset Δv från lasern. För att anpassa beräkningarna till mätningarna har här spektraltätheten för frekvensbruset satts till $5 \text{ Hz} / \sqrt{\text{Hz}}$. Som synes i figuren är inte brusgolvet längre plant, utan påverkas av resonansen och $1/f$ -bruset.

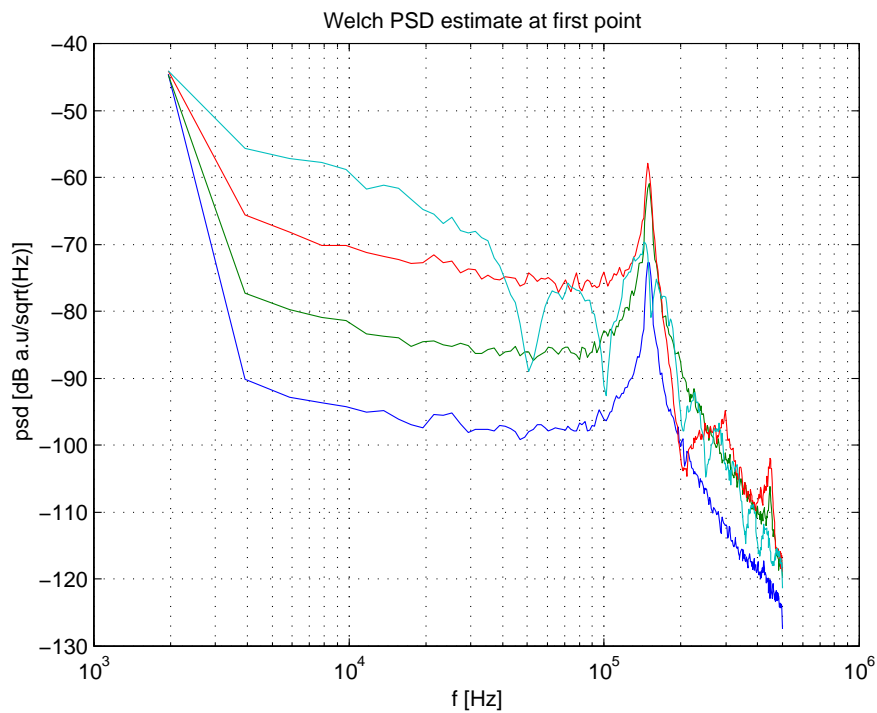


Figur 10. Linjeprofilen för laserljuset påverkas av resonansen i frekvensbruset. Satellittoppar kring centerfrekvensen bildas. Linjebredden är beräknad till 20 kHz vilket motsvarar en koherenslängd på ca 2000 m.

I Figur 9 och Figur 10 beskrivs det ansatta optiska fältets egenskaper. Effektspektrum för den mottagna ljusintensiteten med fyra olika interferometerväglängdsskillnader (som i experimenten) visas i Figur 11 och Figur 12. Den mottagna signalens frekvenskaraktäristik påminner nu mer om de resultat som erhållits experimentellt. Resonansen vid 150 kHz finns överlagrad i sincfunktionen. Vid frekvenser över resonansen avtar effekttätheten snabbt vilket är kopplat till att laserfrekvensbruset också avtar där. Om förhållandet mellan väglängdsskillnaden och koherenslängden varit stort, i motsats till dessa data, sprids bruseffekt till högre frekvenser. Nivåerna som erhålls här kan jämföras med experimentella data då de normerats mot utsänd effekt. Skalningen är, enligt tidigare, sådan att den optiska medeleffekten som faller mot detektorn är 0,5 [enhetlös] då den utsända effekten är 1.



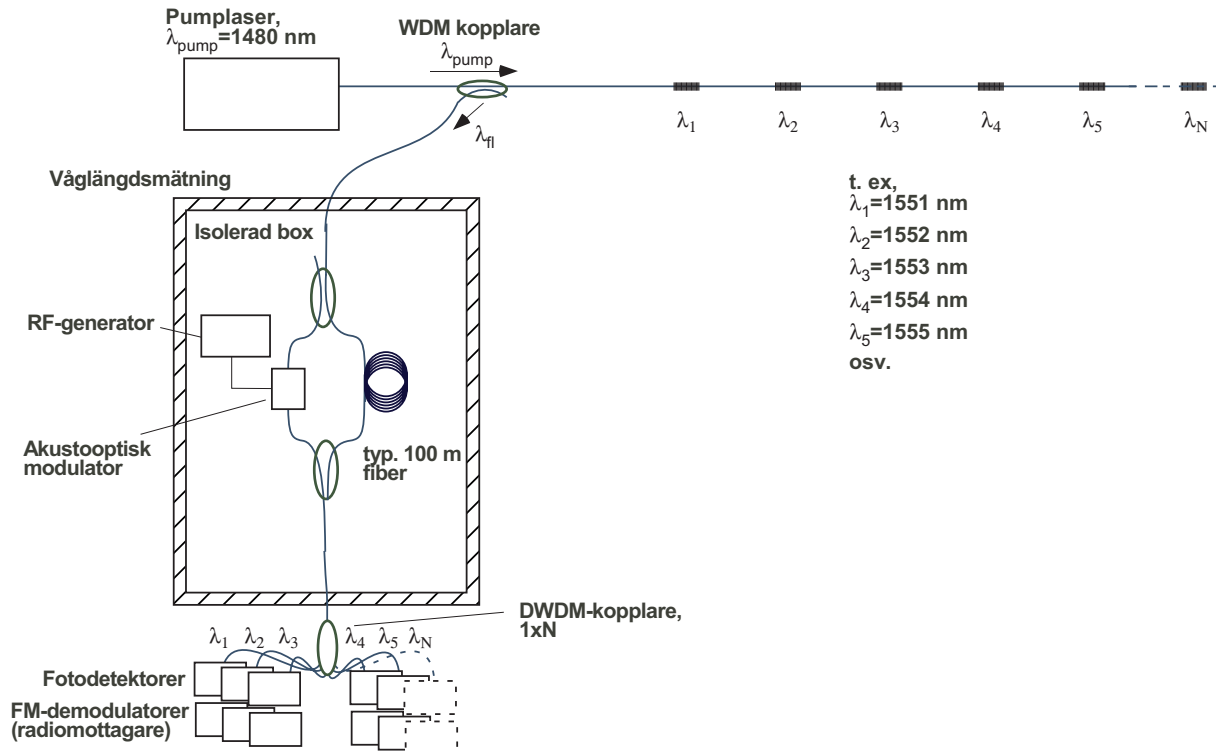
Figur 11. Spektrum för utintensiteten från FLS-systemet. De fyra linjerna representerar olika väglängdsskillnader i interferometern: 62,5 m (mörkblå), 250 m (grön), 1000 m (röd) samt 4000 m (ljusblå). I experimenten har vi använt 50 m, 250 m, 1000 m samt 4000 m.



Figur 12. Samma spektrum som i Figur 11 i ett lägre frekvensområde.

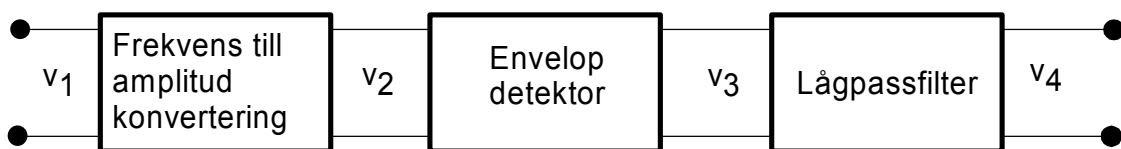
3.2 Demodulering

Ett enkelt sätt att demodulera signalen (laserfrekvensmodulationen) är att använda en FM-demodulator kopplad till interferometern med den akustooptiska modulatore via en optisk detektor se Figur 13. I princip kan vanliga radiomottagare användas. Det finns även andra tänkbara metoder för att demodulera frekvenssignalen med utnyttjande av interferometern men denna lämpar sig synnerligen väl eftersom den kan användas för seriella nät av fiberlasersensorer som lyser vid olika våglängder. Efter interferometerns utgång används någon form av spektral uppdelning följt av optiska mottagare och FM-demodulatorer för varje kanal. Om demodulatorns eget brus kan antas försumbart i förhållande till det signalbrus som alstras från lasern blir detta begränsande. En annan möjlig källa till brus och störningar som måste tas i beaktande är den akustooptiska modulatore.



Figur 13. Fiberlasersensorsystem med FM demodulering.

Då en radiomottagare demodulerar FM-signaler passerar signalen flera steg. Först förstärks och blandas signalen i en mixer vilket skiftar bärvågsfrekvensen till en så kallad IF (intermediate frequency) frekvens. Detta görs för att kunna applicera branta filter och förstärkare kring en och samma frekvens. Signalen förs sen vidare till FM-detektorn som utläser den modulerade signalen. Ett principiellt blockdiagram för en FM-detektor finns avbildat i Figur 14 (representation av en FM-detektor).



Figur 14. Blockdiagram för en FM-detektor.

Frekvens till amplitudkonverteringen fungerar som en differentiator och kan matematiskt uttryckas som

$$v_2(t) = \sigma \frac{dv_1(t)}{dt} \quad (3.9)$$

där σ är en systemberoende förstärkningsfaktor. Om en IF signal med ett fixt amplitudvärde, A , bärvågsfrekvens, ω_{IF} , och fasvinkelmodulering $\theta(t)$, given av

$$v_1(t) = A \cos(\omega_{IF}t + \theta(t)) \quad (3.10)$$

infaller på konverteraren fås utsignalen

$$v_2(t) = -\sigma A \left[\omega_{IF} + \frac{d\theta(t)}{dt} \right] \sin(\omega_{IF}t + \theta(t)) \quad (3.11)$$

Ut från envelopdetektorn fås då

$$v_3(t) = \sigma A \left[\omega_{IF} + \frac{d\theta(t)}{dt} \right]. \quad (3.12)$$

Den första termen på högersidan är en DC komponent som normalt sett filtreras bort. Lågpassfiltret filtrerar bort de komponenter i den andra termen som hamnar över mätbandet och detektorn ger utsignalen

$$v_4(t) = \sigma A \left[\frac{d\theta(t)}{dt} \right]_{LP}. \quad (3.13)$$

Den signal som infaller på detektorn (inklusive frekvensbruset Δv) kan skrivas som

$$P_{AO}(t) = a^2(t) \left[1 + \cos(\omega_{AO}t + 2\pi \int_t^{t+\tau} v_0 + \Delta v(t') dt') \right]. \quad (3.14)$$

Om vi antar att det aktuella frekvensbandet uppfyller villkoret $f \ll 1/\tau$ kan vi approximativt skriva (3.14) som

$$P_{AO}(t) = a^2(t) [1 + \cos(\omega_{AO}t + 2\pi(v_0 + \Delta v(t))\tau)]. \quad (3.15)$$

Vi ser att laserfrekvenssignalen ger upphov till en fasmodulering. Steget från den optiska effekten uttryckt i (3.15) till insignalen v_1 kommer säkert att omfatta flera förstärkningssteg vilka totalt sett kan uttryckas som en linjär omvandlingsförstärkning från optisk effekt till spänning, k . I mixern omvandlas även bärvågsfrekvensen från ω_{AO} till ω_{IF} . Signaler som inte ligger kring bärvågsfrekvensen filtreras bort. På FM detektorn fås då

$$v_1(t) = ka^2(t) \cos(\omega_{IF}t + 2\pi(v_0 + \Delta v(t))\tau) \quad (3.16)$$

och den demodulerade FM-signalen kommer att ges av

$$v_4(t) = \sigma A 2\pi\tau \frac{d\Delta v(t)}{dt} \quad (3.17)$$

Utsignalen från FM-demodulatorens är proportionell mot laserfrekvenssignalens derivata. Det vill säga laserfrekvenssignalen utgör en fasmodulering enligt ovan. För att korrekt relatera det spektrala innehållet i den uppmätta signalen till laserfrekvenssignalen skall sambandet

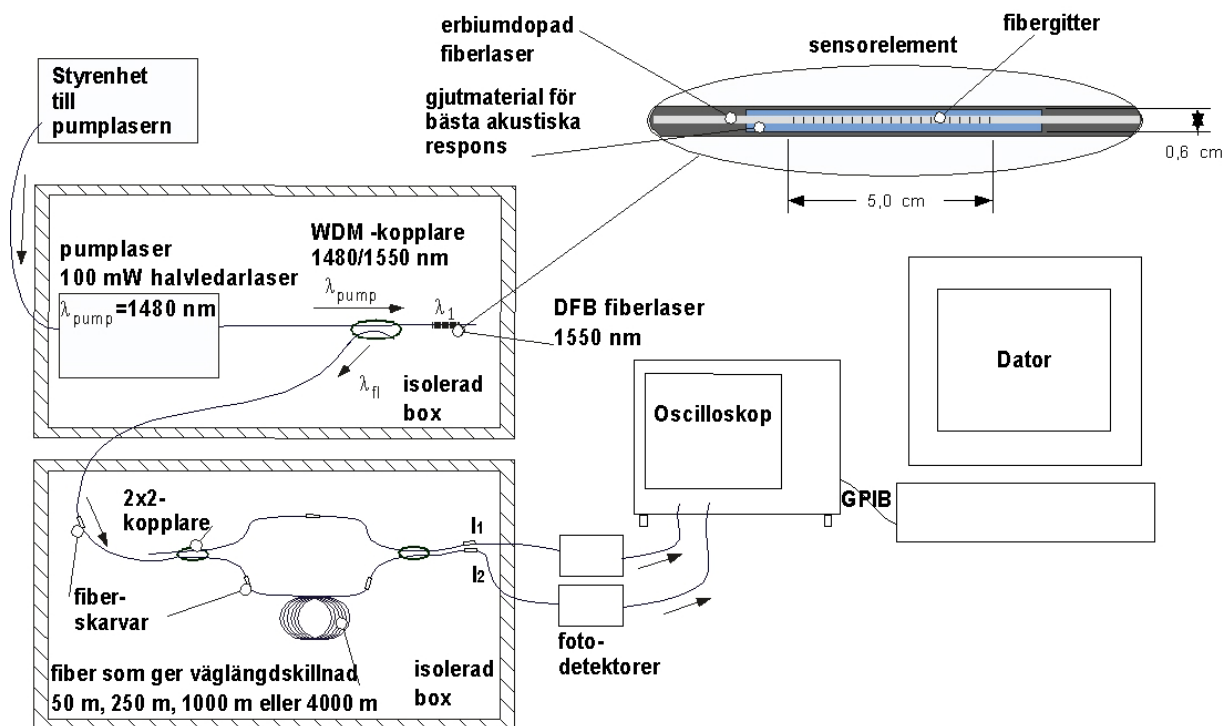
$$v_4^2(\omega) = (\sigma A 2\pi\tau)^2 \omega^2 \Delta v^2(\omega) \quad (3.18)$$

utnyttjas.

4 Mätningar

4.1 Mätningar med oscilloskop

De inledande mätningarnas syfte var att karaktärisera det optiska systemet på enklast möjliga sätt. För detta ändamål konfigurerades FLS-systemet enligt Figur 15. En styrenhet till pumplaser startas där laserströmmen ställs in. De strömmar som användes vid mätningarna med denna konfiguration var 300 mA, 350 mA, 400 mA samt 450 mA. Laserströmmen får inte överskrida 500 mA. Pumplaseren lasrar med en våglängd på 1480 nm. Ljuset förs via en WDM-kopplare till fiberlasern som lasrar vid 1550 nm. Ljuset från fiberlasern emitteras tillbaka genom fibern och kopplas i WDM-kopplaren ut till den gren som går vidare till en Mach-Zehnder interferometer där olika våglängdsskillnader kunde väljas. I mätningarna har 50 m, 250 m, 1000 m eller 4000 m våglängdsskillnad använts. De två fiberutgångarna från interferometern kopplades till varsin detektor. Den elektriska signalen transporterades till ett oscilloskop där signalerna kunde ses i två kanaler. Data samlades in m.h.a. programvaran LabView till en dator via GPIB-anslutning.



Figur 15. Figuren visar den första mätuppställningen med mätning m.h.a. oscilloskop. Laserljuset med intensiteten I_0 förs in i en Mach-Zehnder interferometer där referensfibern kan varieras mellan fyra olika längder. Båda utsignalerna I_1 och I_2 från interferometern kopplas till detektorer. Därifrån kan signalerna ses med 180° fasförskjutning i ett oscilloskop. Oscilloskopet är kopplat med GPIB till en dator där data samlas in med programvaran LabView. I denna konfiguration användes ingen modulering av signalen. Data samlades in då signalen befanns vara i kvadratur. Högst upp till höger i bilden visas en förstoring av det erbiumdopade fiberlaserelementet. Fibergittret är 5 cm långt. Exempel på akustiskt gränssnitt 0,6 cm i diameter, visas.

Insamlingen skedde genom att signalerna samlades in från detektorn. Signalen I_2 förstärktes, i Matlab, i relation till I_1 så att två lika förstärkta signaler erhöles, se Figur 17 a. RIN har sedan beräknats genom att addera de två intensiteterna $I_1 + I_2$, se Figur 17 b. Slutligen beräknades frekvensbruset $S=(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$, se Figur 17 c.

Frekvensanalys

I en frekvensanalys av signalerna ses en sincfunktion med minimivärden. Dessa minimis läge beror av väglängdsskillnaden i interferometern. Vid mätningarna har följande parametervärden valts.

n	brytningsindex hos fibern, här 1,5
c	ljushastigheten $3 \cdot 10^8$ m/s
l	väglängdsskillnaden 50 m, 250 m, 1000 , eller 4000 m

Detta ger minimivärden vid frekvenser enligt Tabell 3.

Väglängdsskillnad	Sincfunktionens 1:a minima	Sincfunktionens 2:a minima
50 m	4 MHz	8 MHz
250 m	800 kHz	1,6 MHz
1000 m	200 kHz	400 kHz
4000 m	50 kHz	100 kHz

Tabell 3. Tabellen ger de beräknade värdena på sincfunktionens 2 första minima för fyra väglängdsskillnader i interferometern.

Vi har valt att göra 3 olika frekvensanalyser av våra mätdata: rådata från en detektor I_1 , RIN samt frekvensbrus.

Problem med metoden med oscilloskop

I denna konfiguration, utan akustooptisk modulator, har vi utfört mätningarna på två olika sätt:

- Med interferometern i sitt kvadrurläge då signalerna befinner sig mitt mellan max- och minvärdena som kan antas.
- Under loppet av att interferometerfasen driver över 1 period.

För korta väglängdsskillnader var det svårt att mäta över en period. Då valdes kvadraturmetoden. Tvärtom gäller att eftersom interferometerfasen driver p.g.a. omgivningens inverkan, är det svårt att mäta vid kvadratur vid stora väglängdsskillnader.

Signalerna som mäts med oscilloskopet är som regel inte lika stora i amplitud. De förstärks lite olika i de två fotomottagarna och fiberkopplingarna kan ge lite olika dämpning. Lika förstärkta signaler erhålles i en efterbehandling där korrektion görs för olikheterna i förstärkning.

Ett annat problem vid mätningarna med denna mätupställning var att fånga data just då interferometer-signalerna befann sig i kvadratur. För att underlätta mätningarna och undkomma fluktuationer isolerades fiber-lasern i en ljudbox som minskade inverkan av akustiska signaler och temperaturvariationer i labbet.

Mätning av frekvensstörningar

Under förutsättning att 2x2-kopplarna är ideala och den totala optiska dämpfaktorn α är lika för de båda uppmätta intensiteterna gäller

$$I_1 = \frac{I_0 \alpha}{2} = (1 + V \cos \Delta \phi) \quad (4.1)$$

$$I_2 = \frac{I_0 \alpha}{2} = (1 - V \cos \Delta \phi), \quad (4.2)$$

där

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.3)$$

är interferometervisibiliteten. V beror bl. a. på skillnaden mellan polarisationstillstånden för de två fält som blandas på interferometerens utgångar. RIN kan mätas genom att bilda summan

$$I_1 + I_2 = I_0 \alpha. \quad (4.4)$$

För att göra detta noggrant krävs justering av förstärkningen av de två uppmätta signalerna så att de blir lika. Summan $I_1 + I_2$ kommer då att ges av (4.4) och under antagandet att detektorbruset kan försummas fås laserintensitetsvariationerna. För att mäta frekvensstörningarna i lasern bildas kvoten

$$S = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = V \cos \Delta\phi \quad (4.5)$$

där $\Delta\phi = \phi_d + \phi(t)$ är interferometerfasen. Här innefattas termen ϕ_d p.g.a. drift och en term $\phi(t)$ p.g.a. variationer i laserfrekvensen

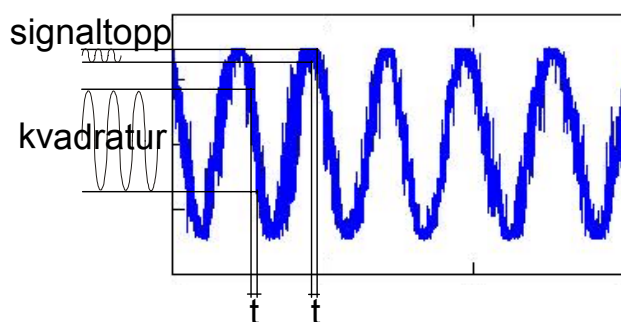
$$\phi(t) = 2\pi \int_{-\infty}^t \Delta\nu(t') dt' \quad (4.6)$$

där $\Delta\nu(t) = \nu(t) - \nu_0$ anger de relativa frekvensvariationerna i laserljuset. Vi ser att utsignalen S kommer att bero av ϕ_d och vi har valt att mäta S på två skilda sätt enligt följande avsnitt. För små ändringar i $\phi(t)$ kan vi approximativt skriva S som

$$S \approx V \sin \phi_d \cdot \phi(t). \quad (4.7)$$

4.1.1 Mätning över en hel period

Mätningarna har utförts på två olika sätt, mätning vid kvadratur och mätning över hela antal perioder. Anledningen till att man vill mäta över ett helt antal perioder är att man måste veta förstärkningsfaktorn över en hel period. Vid mätning vid kvadratur vill man att signalen ska ligga still vid den punkten för maximal förstärkning, se Figur 16. Figuren visar att för en tid t är förstärkningen olika vid kvadratur och topp/dal hos sinussignalen. För att få veta den sanna förstärkningen när man mäter över en period tar man ett medelvärde av förstärkningen under en period.

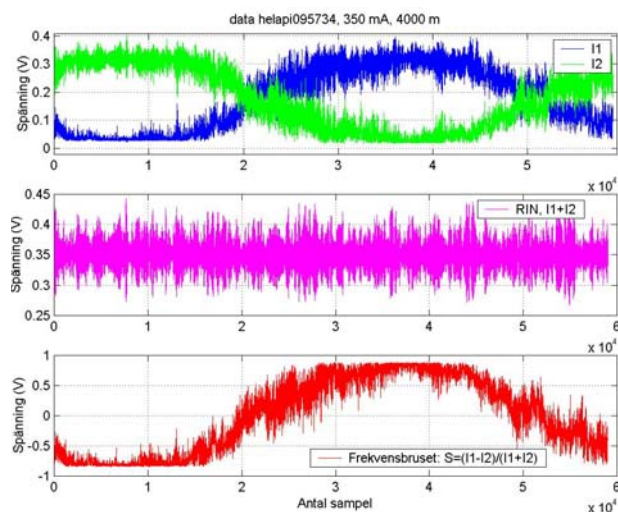


Figur 16. Omvandlingsförstärkningen hos en interferometersignal. Vi ser att förstärkningen vid kvadratur är betydligt större än vid signalens topp (och dal) för samma tidsintervall t . Vid mätning av den totala förstärkningen tas ett medelvärde över en hel period. Vid mätning i kvadratur måste signalen ligga kring kvadratur under hela datatagningen.

För att framkalla en drift (sinussignal) i en interferometer kan man lägga till antingen en ljudkälla eller utsätta FLS-systemet för en temperaturstörning. För att framkalla temperaturdrift ställdes en bägare med hett vatten nära fiberlasern. Därmed uppstod en konstant fasdrift som uppträder som en sinusfunktion. Beroende på störningens storlek varierar även sinussignalens periodtid, t.ex. så ger en stark störning en kort periodtid. Den sparade signalen efterbehandlas så att hela antal perioder representerar respektive mättillfälle.

Ett exempel där mätning gjorts med metoden där hela antal perioder använts ges nedan. Mätningen (namngivet helapi095734) med oscilloskop, hade följande inställningar:

Laserström:	350 mA
Väglängdsskillnad:	4000 m
Insamlingstid:	ca 75 ms

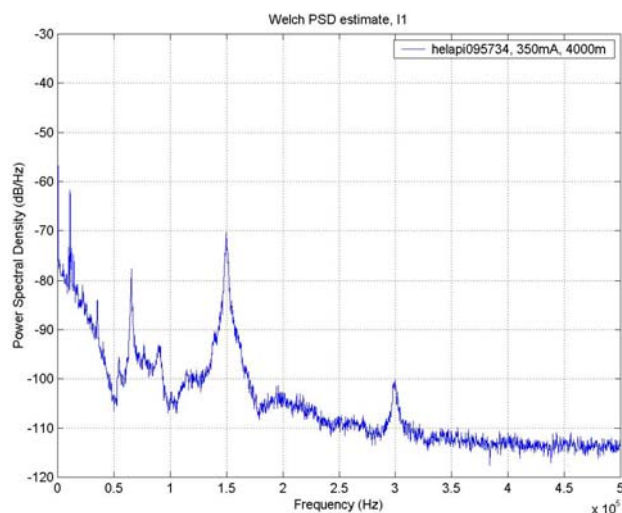


Figur 17. Överst i figuren visas de förstärkta detektorsignalerna, I_1 och I_2 . Andra bilden (i rosa) visar $I_1 + I_2$ som är RIN-bruset. Nedersta bilden (i rött) visar S som motsvarar fasbruset.

Insamlingen började med att signalerna samlades in från detektorn. Signalen I_2 förstärktes, i Matlab, i relation till I_1 så att två lika stora signaler i amplitud erhöles, se överst i Figur 17. RIN har sedan beräknats genom att addera de två intensiteterna $I_1 + I_2$, se mitten i Figur 17. Nederst i figuren visas det framräknade fasbruset.

Effektspektrum av I_1 :

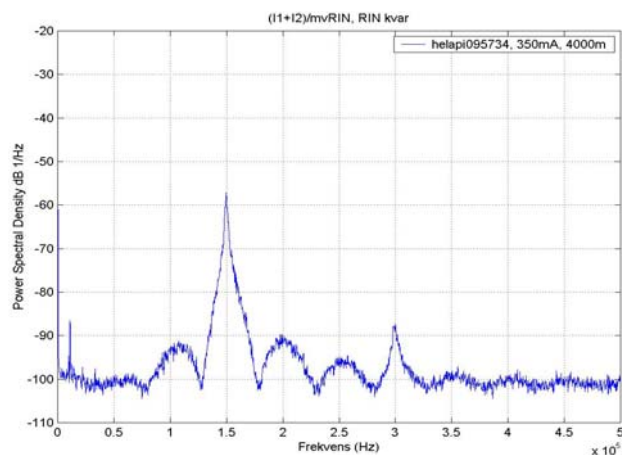
I Figur 18 visas spektrum av I_1 (i Figur 17). Här ses de två första minimavärdena tydligt vid 50 kHz samt 100 kHz. Eftersom analysen visar en detektorsignal finns samtliga brusfaktorer med. Frekvenstoppen vid 150 kHz är den s.k. relaxationsoscillationen som uppstår i lasern och toppen vid 300 kHz är första övertonen till denna. Vi kommer senare i denna rapport att se att den frekvensen varierar med laserströmmen. Vid ca 10 kHz och 60 kHz uppträder en störning som uppkommer i interferometerfasen. Den kan ha sitt ursprung i lasern som en frekvensstörning eller som en fasstörning direkt på interferometern, t.ex. externt ljud.



Figur 18. Ett effektspektrum av I_1 (från Figur 17) visas i figuren. Här syns fiberlaserns relaxationsoscillation vid 150 kHz. Sincfunktionens minimapunkter framträder tydligt vid frekvenserna 50 kHz och 100 kHz (som överensstämmer med beräknade värden enligt Tabell 3).

RIN:

Effektspektrum på RIN från Figur 17 (mittenbilden) har sedan tagits fram. Resultatet ses i Figur 19. Här ser vi att frekvensbruset minskat kraftigt. Det som är kvar, är RIN där relaxationoscillationen ingår vid 150 kHz och dess sidlobor.



Figur 19. I figuren visas ett effektspektrum av det kvarvarande RIN-bruset (som fås då intensitetssignalerna I_1 och I_2 adderas). Brusgolvet kommer inte från lasern utan från oscilloskopet.

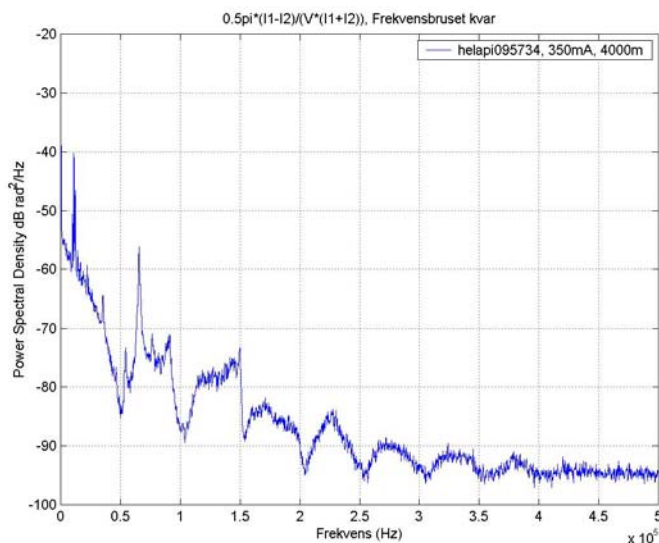
Fasbrus:

En ändring i laserljusets frekvens ändrar fasan i interferometern. Fasbrusets effekt är proportionellt med den optiska väglängdsskillnaden nl mellan de två interferometerfiberarmarna. Fasbruset kan reduceras genom att minska nl . I Figur 20 visas fasbruset från samma mätning som ovan. Visibiliteten V är en viktig faktor vid analysen av fasbruset. Det beror på att brusgolvet nivå bestäms av denna faktor. I nedanstående frekvensanalyser har visibiliteten beräknats till 0,9 baserat på uppmätta värden. Data samlades in under en tidsperiod då interferometern sveper över 1 period varvid vi kan skriva

$$S^2 = V^2 \left[\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \phi_d d(t) \right]^2 \phi^2(t), \quad (4.8)$$

där integralen antar värdet 1. Således fås effektspektrum av fasan vid mätning över hela antal perioder som

$$\phi^2(\omega) = \left[\frac{\pi S}{2V} \right]^2. \quad (4.9)$$



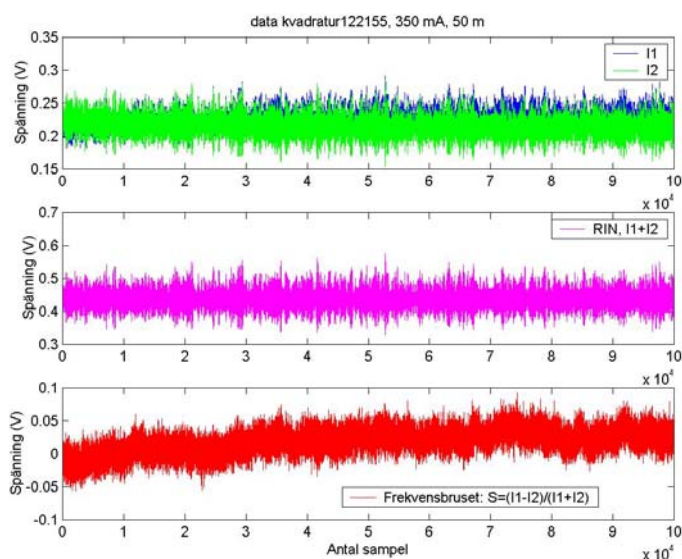
Figur 20. I figuren visas ett effektspektrum av fasbruset från en mätning som tagits över en period.

4.1.2 Mätning vid kvadratur

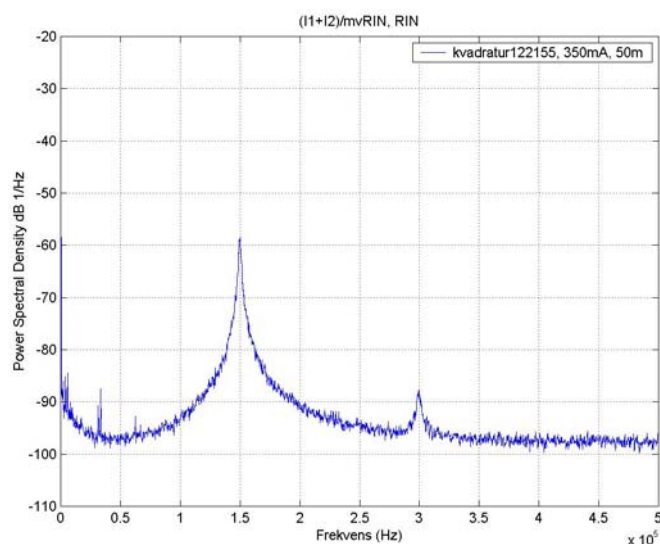
För korta väglängdsskillnader, som t.ex. vid 50 m, är det svårt att framkalla en harmonisk vågfunktion där man kan sampla hela antal perioder. Därför valde vi då att mäta vid kvadratur. Kvadraturpunkten infinner sig mitt mellan topp och dal för en sinusfunktion enligt ovanstående exempel. Vid topp och dal i sinusfunktionen är derivatan noll och signalen dör ut. Där derivatan är maximal (i kvadratur) är signalen också mest linjär och därför är denna punkt lämplig för mätning av små fasutslag.

Nedan visas ett exempel från en mätning (namngivet kvadratur122155) då följande inställningar användes:

Laserström: 350 mA
 Väglängdsskillnad: 50 m
 Insamlingstid: 100 ms



Figur 21. Överst i figuren visas de förstärkta detektorsignalerna I_1 och I_2 . Andra bilden (i rosa) visar $I_1 + I_2$ som motsvarar RIN. Nedersta bilden (i rött) visar S som motsvarar fasbruset. Laserströmmen är 350 mA och väglängdsskillnaden är 50 m.



Figur 22. Här visas ett effektspektrum av det kvarvarande RIN-bruset (som fås då intensitetssignalerna I_1 och I_2 adderas och divideras med medelvärdet 0,44 av intensiteten).

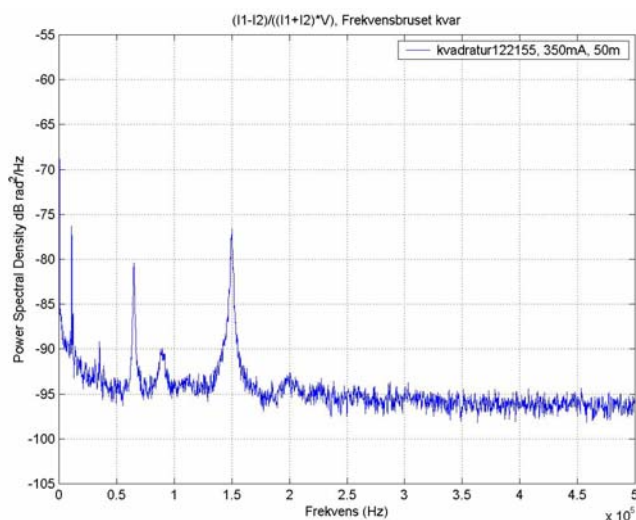
Fasbrus:

Det är nödvändigt att känna till visibiliteten vid denna typ av mätning. I det här exemplet beräknades den fram genom att framkalla max- och minvärden för interferometersignalen. I denna mätning fick vi att $V=0,77$ enligt ekvation (4.3). Eftersom data tas då interferometern ligger i sitt kvadrurläge, d.v.s. $\phi_d = 90^\circ$ erhåller vi effektspektrum enligt

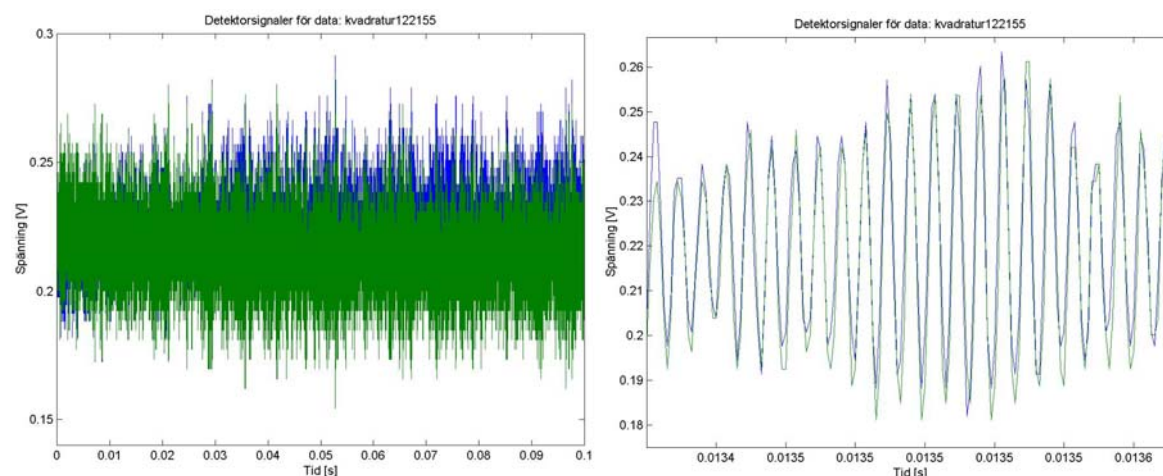
$$\phi^2(\omega) = \left[\frac{S}{V} \right]^2 \text{ där } V \text{ är visibiliteten.} \quad (4.10)$$

Ett effektspektrum på fasbruset från mätningen visas i Figur 23. Vi ser att vid 50 m väglängdsskillnad har fasbruset undertryckts i jämförelse med mätningen vid väglängdsskillnaden 4000 m. Fasbrusnivån ligger nästan nere i mätbruset men vi ser tydligt relaxationsoscillationen vid 150 kHz.

I Figur 24 visas de båda detektorsignalerna för mätningen. Till vänster visas samma bild som i Figur 21 överst, medan det högra diagrammet visar ett tidsutsnitt från densamma. I det högra diagrammet ser vi att detektorsignalerna ligger i fas, vilket tyder på en intensitetsbrus signal. För en interferometerfassinall hade detektorsignalerna rört sig i motfas.



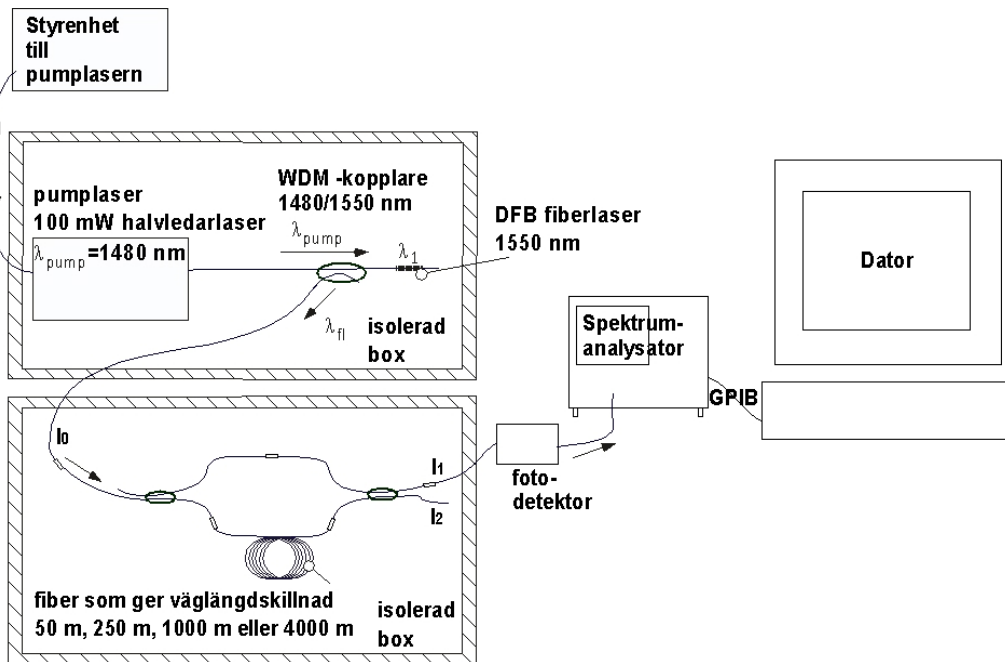
Figur 23. Spektrum av fasbruset som fås enligt (4.10). Mätningen är gjord med interferometern i kvadratur. Visibiliteten var $V=0,77$.



Figur 24. De två detektorsignalerna vid kvadratur. Relaxationsoscillationen dominerar. Till vänster ser vi en mätning tagen under 100 ms. Högra bilden är ett tidsutsnitt utvalt ur denna där vi ser att detektorsignalerna ligger i fas med varandra.

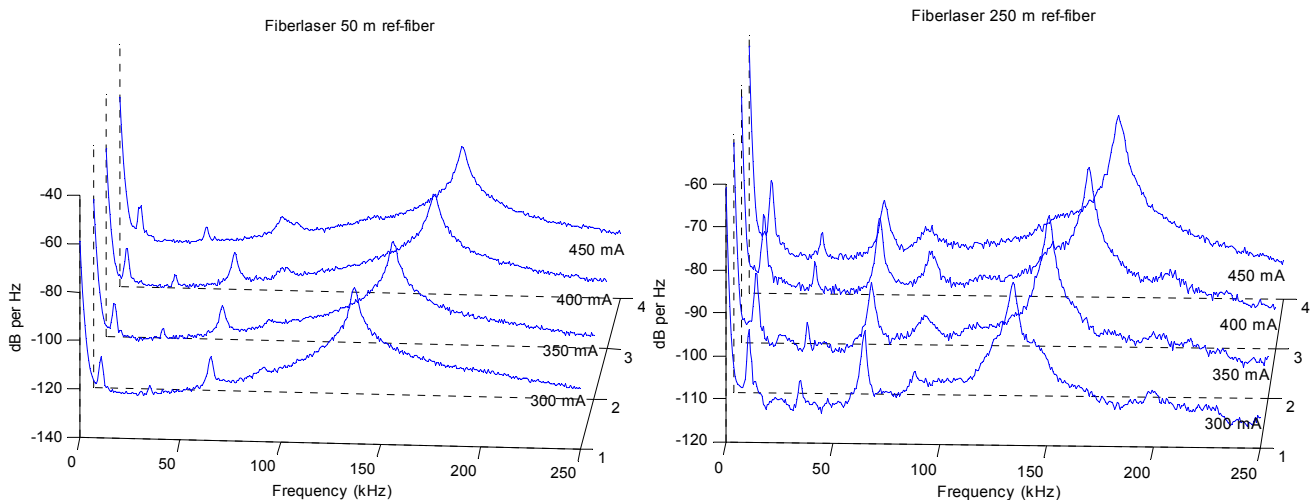
4.2 Mätningar med spektrumanalysator

Nästa steg i mätningarna var att samla in frekvensspektrum med spektrumanalysatorn. Dynamiken är bättre hos detta instrument (80 dB) jämfört med oscilloskopet (12 bitars som ger 60 dB). Mätupställningen i försöket var samma som mätupställningen med oscilloskopet med skillnaden att endast en av detektorerna användes. Vid mätningarna med spektrumanalysatorn togs medelvärdet av 100 insamlade spektrum för att säkerställa att den uppmätta effekten motsvarade det medelvärde som kan förväntas då interferometern driver över en period. Mätningar togs i fyra frekvensområden, 0-50 kHz, 0-250 kHz, 0-500 kHz och 0-1 MHz. Samtliga frekvensområden mättes in med laserströmmarna 300 mA, 350 mA, 400 mA samt 450 mA. För varje vald ström samlades data in vid fyra väglängdsskillnader (50 m, 250 m, 1000 m samt 4000 m).

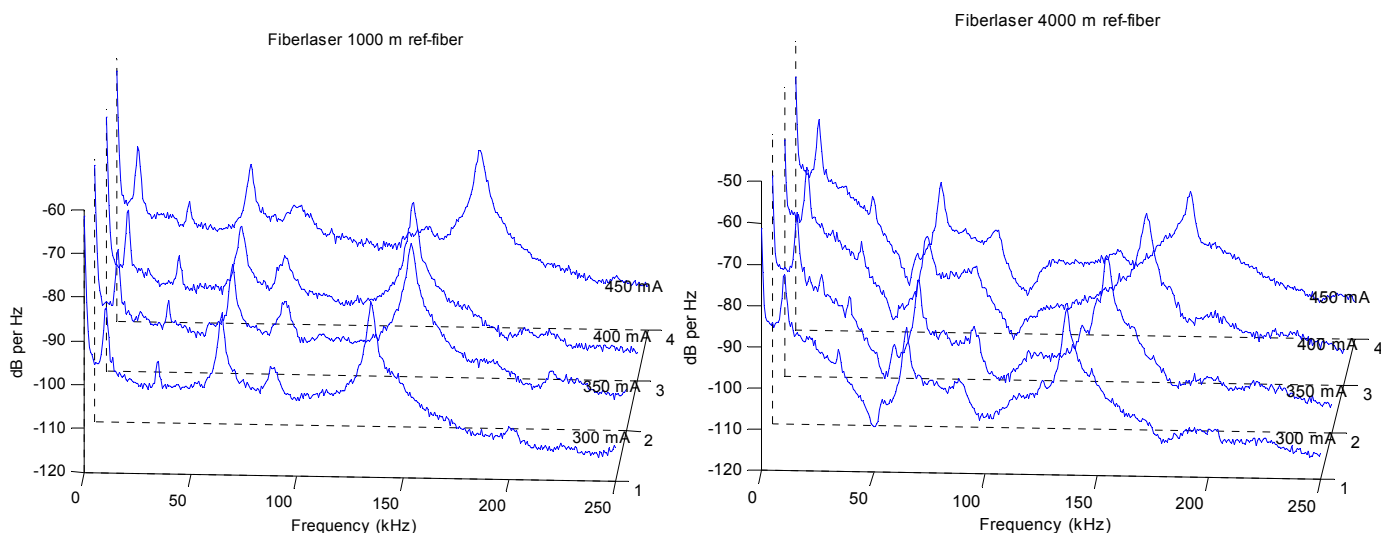


Figur 25. Mätupställningen då en spektrumanalysator används.

Mätresultaten för mätningar med olika väglängdsskillnader över frekvensområdet 0-250 kHz kan ses i Figur 26 och Figur 27. Fyra olika strömmar hos lasern har testats för att se om någon skillnad uppstod mellan strömstyrkorna. Den förväntade relaxationsoscillationen vid ca 150 kHz uppträdde för alla fyra strömmar, oavsett väglängdsskillnad, men man ser att med ökad strömstyrka förskjuts relaxationsfrekvensen något uppåt i frekvensområdet.



Figur 26. Figurerna visar spektrum från mätningar med spektrumanalysator från fiberlasern i frekvensområdet 0-250 kHz. Till vänster redovisas resultatet för fyra utspänningar från fiberlasern vid väglängdsskillnaden 50 m i interferometern medan i högra bilden har väglängdsskillnaden förlängts till 250 m.



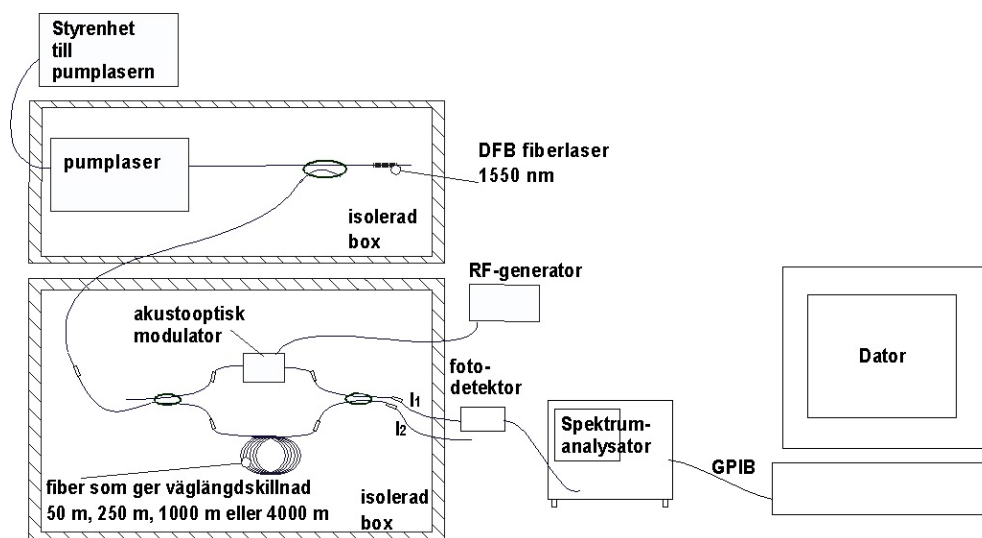
Figur 27. Figureerna visar som figuren ovan spektrum i området 0-250 kHz. Här är väglängdskillnaderna 1000 m (till vänster) och 4000 m (till höger).

Slutsats av mätningar med spektrumanalysator:

Målet med mätningarna var att visa samma sak som i mätningarna med oscilloskop men med högre dynamik. Genom att medelvärdesbilda över 100 spektrum fås mätresultat som motsvarar de tidigare mätningarna då interferometerfasen driver över ett helt antal perioder. En förbättring med dessa mätresultat är det lägre mätbrusgolvet. Vi ser att relaxationsoscillationen uppträder som tidigare, och förskjuts till höger med ökad strömstyrka hos lasern. Oscillationen uppstår runt 150 kHz, som enligt tillverkaren är typiskt för dessa fiberlasrar.

4.3 Mätningar med spektrumanalysator och akustooptisk modulator

Här redovisas mätningar gjorda med akustooptisk modulator och spektrumanalysator. Syftet med att använda den akustooptiska modulaton var att frekvensskifta ljuset 100 MHz i en av interferometergrenarna. Det spektrala innehållet från basbandet skiftas då till frekvenser centrerade kring bärvågsfrekvensen 100 MHz. Sidbanden, som uppkommer p.g.a. frekvensbrus, på vardera sida om bärvågsfrekvensen blir lika. Inverkan av RIN minskar med denna metod. Mätupställningen visas i Figur 28. Här ses den akustooptiska modulaton inritad i samma box som interferometern. För dessa mätningar valdes laserströmmen till 350 mA.



Figur 28. Figuren visar de instrument som användes vid mätningar med en akustooptisk modulator.

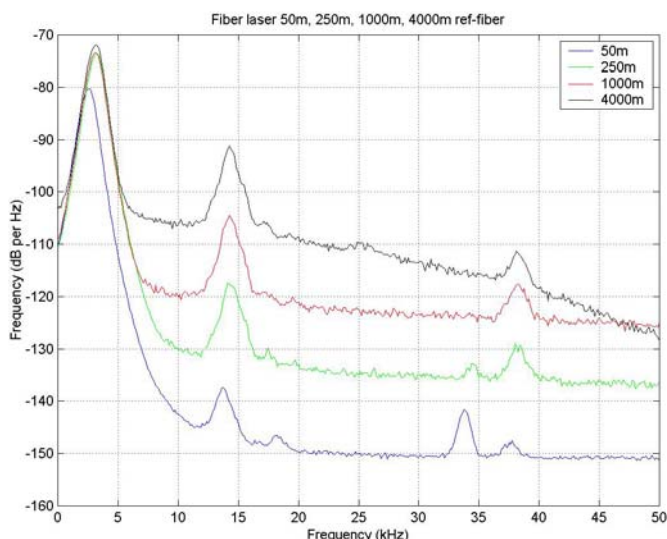
Mätningarna utfördes med följande parametervärden:

Laserström	350 mA
Väglängdsskillnad	50 m, 250 m, 1000 m, 4000 m
Mätbandbredd	1 MHz-1,05 MHz 1 MHz-1,250 MHz 1 MHz-1,5 MHz 1 MHz-2 MHz

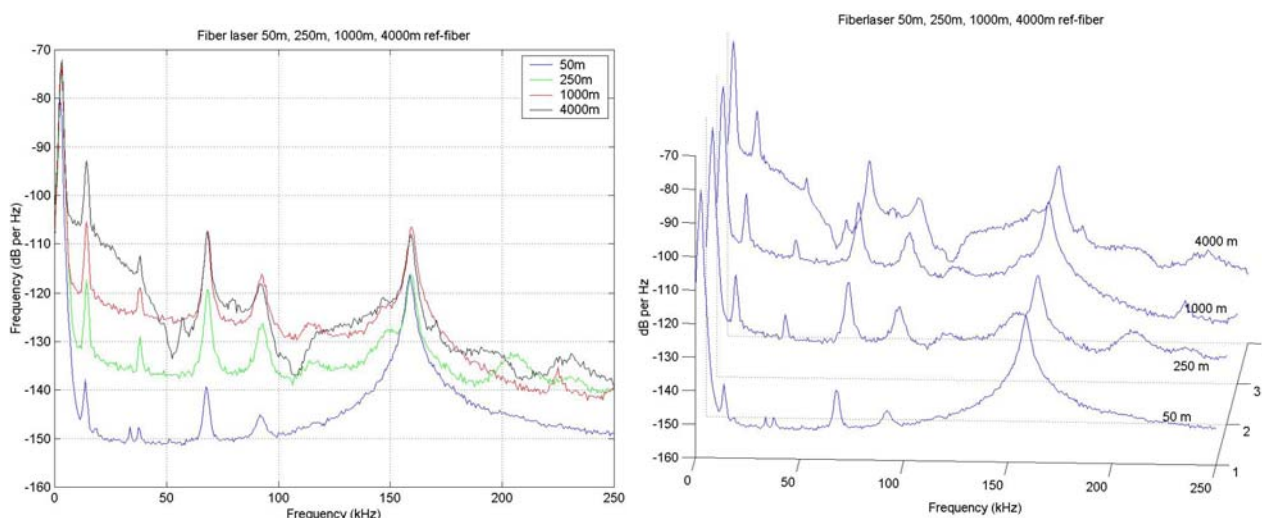
För varje parameteruppsättning, enligt ovan, samlades 100 spektrum in. I mätningarna med 50 kHz mätbandbredd (100 MHz-100,05 MHz) syns en frekvenstopp vid cirka 14 kHz (precis som vid mätningarna med oscilloskop). Denna topp skiftas upp från basbandet till sidbandet kring bärvågen genererad av den akustooptiska modulatorens vilket tyder på att brus kommer från lasern (se även Figur 18 där toppen syns).

Vid de kortare väglängdsskillnaderna finns en frekvenstopp vid 34 kHz som inte skiftas med upp, vilket tyder på att störningen uppkommer någon annanstans, t.ex. i detektorn, spektrumanalysatorn eller modulatorens. Toppen vid 38 kHz skiftas däremot också upp. Den toppen ser vi i samtliga mätningar med spektrumanalysator utan akustooptisk modulator (se Figur 26 och Figur 27). Brusgolvet ses också avta som funktion av väglängdsskillnaden.

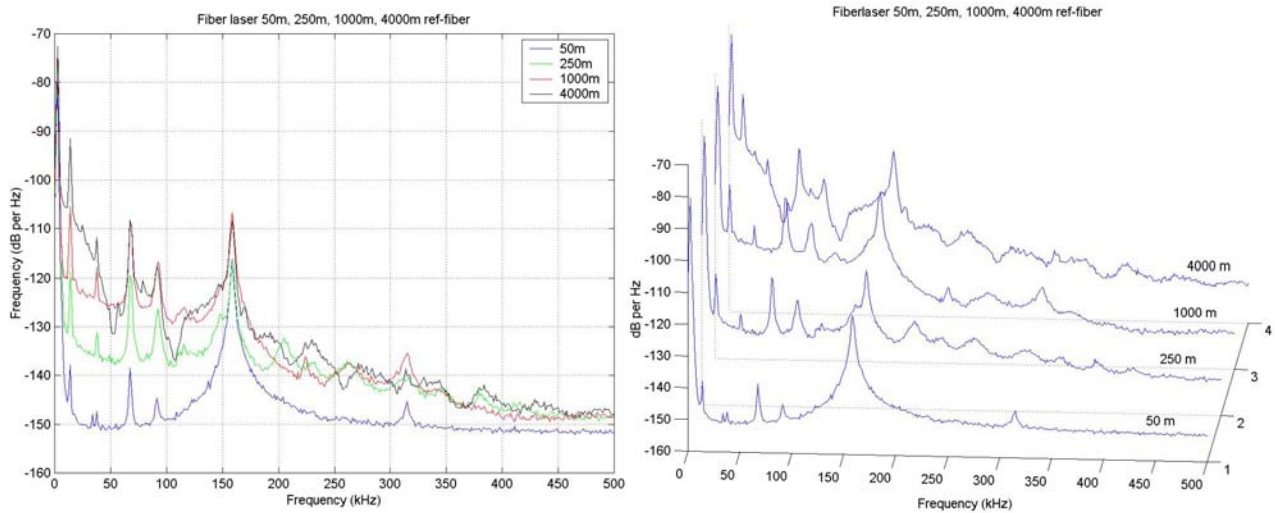
Vid mätningar för 250 kHz (100 MHz-100,25 MHz) mätbandbredd framträdde relaxationsoscillationen tydligt. Till vänster i Figur 30 visas ett diagram med samtliga mätningar där sidbanden kan jämföras. I samma figur, till höger, har samma bild vinklats till en 3-dimensionell vy. I Figur 31 och Figur 32 visas motsvarande mätdata för mätbandbredderna 500 kHz (100 MHz-100,5 MHz) och 1 MHz (100 MHz-101 MHz).



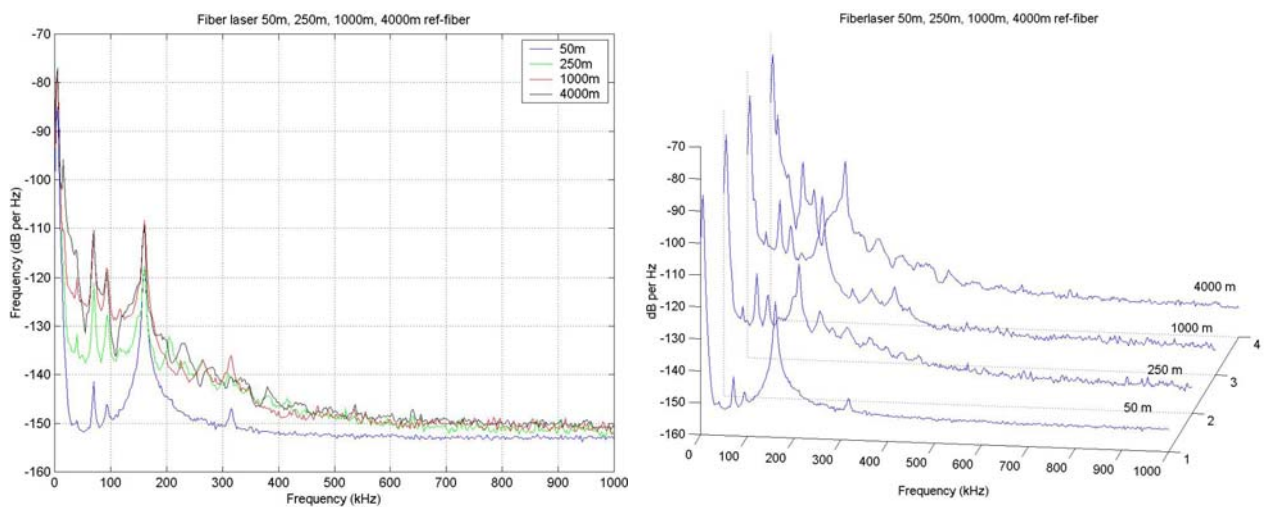
Figur 29. Här visas spektrum för den ena sidan av 100 MHz-toppen i ett band upp till 50 kHz för fyra olika väglängdsskillnader. Liksom i ovanstående figurer ses brusnivån öka med väglängdsskillnaden. Vid 14 kHz och 38 kHz ses toppar som inte kommer från lasern. Toppen vid 34 kHz skiftas inte vid förändrad väglängd vilket tyder på att störningen kommer från något instrument i mätupställningen.



Figur 30. Till vänster visas spektrum till 250 kHz från bärvågen för fyra olika väglängdsskillnader. Ju kortare väglängdsskillnad, desto mer sjunker brusgolvet för de lägre frekvenserna. Vid 4000 meters väglängdsskillnad ses sidlobber vid 50 kHz och 100 kHz. Till höger visas samma spektrum i en 3-dimensionell vy.



Figur 31. Till vänster visas spektrum till 500 kHz från bärvågsfrekvensen vid 100 MHz för fyra olika väglängdsskillnader. Ju kortare väglängdsskillnad, desto mer sjunker brusgolvet för de lägre frekvenserna. Vid 4000 m väglängdsskillnad ses sidlobber vid 50 kHz och 100 kHz. Till höger visas samma spektrum i en 3-dimensionell vy.



Figur 32. Till vänster visas spektrum till 1 MHz från bärvågsfrekvensen vid 100 MHz för fyra olika väglängdsskillnader. Ju kortare väglängdsskillnad, desto mer sjunker brusgolvet för de lägre frekvenserna. Till höger visas samma spektrum i en 3-dimensionell vy.

4.4 Mätning av fasbrus med högupplösande signalanalysator

För att mäta upp fasbruset för signalen med hög upplösning användes en signalanalysator av typ Rohde Schwarz FSIQ 7. Instrument kan bl.a. användas för demodulering av signaler men även typiskt för analys i såväl tids- som frekvensdomänen. För detta ändamål har vi valt att mäta fasbruset för fiberlasersensorelementet då det låg isolerat från omgivningen utan någon yttre signalkälla. I Figur 33 till Figur 36 visas uppmätta spektrum då signalanalysatorn kopplades in efter fotodetektorn enligt Figur 28. Värderna för fasbruset vid diskreta punkter ges av den blå markören som relaterar nivån i dess spektrum till bärvågsamplituden. Fasbruset specificeras därvid i enheten dBc/Hz vid en given frekvens, och skall tolkas som fasbruset relativt bärvågseffekten. Mättet, $S_c(f)$ [dBc/Hz] relaterar till det enkelsidiga fasbruset som

$$S_c(f) = \langle \phi^2 \rangle / 2B, \quad (4.11)$$

där B är mätbandbredden. Vi skall således dela de uppmätta värdena med 2 (-3 dB) för att ge ett mått på fasbruset. Från ekvation (3.16) erhålles för laserfrekvensbruset sambandet

$$\phi = 2\pi\tau\Delta v(t) \quad (4.12)$$

och med utnyttjande av sambandet i (4.11) erhåller vi relationen

$$\frac{\langle \phi^2(f) \rangle}{B} = \left(\frac{2\pi ml}{c} \right)^2 \cdot \frac{\langle \Delta v^2(f) \rangle}{B}, \quad (4.13)$$

med vilken vi får en uppskattning av laserfrekvensbruset baserat på fasbrusmätningarna. Genom att sätta in numeriska värden gällande för de två uppmätta fallen får vi relationen

$$\frac{\langle \Delta v^2(f) \rangle}{B} \text{ [dB Hz}^2\text{/Hz]} = S_c(f) \text{ [dBc/Hz]} - 116 \text{ dB för väglängdsskillnaden } l=50 \text{ m samt}$$

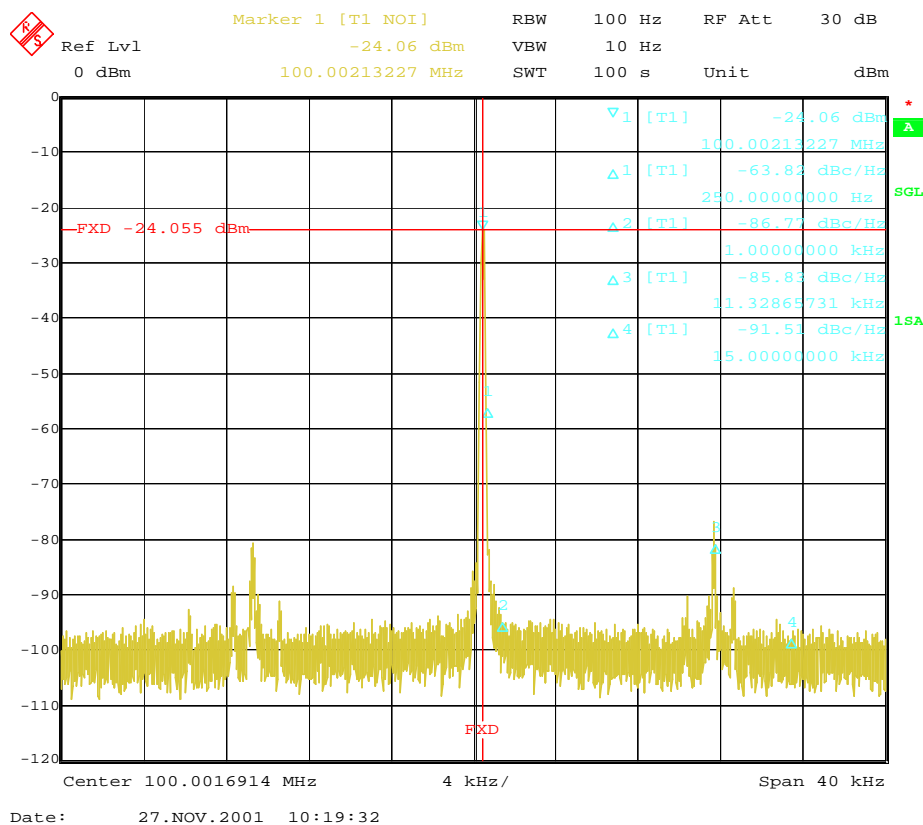
$$\frac{\langle \Delta v^2(f) \rangle}{B} \text{ [dB Hz}^2\text{/Hz]} = S_c(f) \text{ [dBc/Hz]} - 78 \text{ dB för väglängdsskillnaden } l=4000 \text{ m.}$$

I Tabell 4 redovisas de uppmätta värdena före och efter konvertering till frekvensbrus. Värdena framgår också av figurerna.

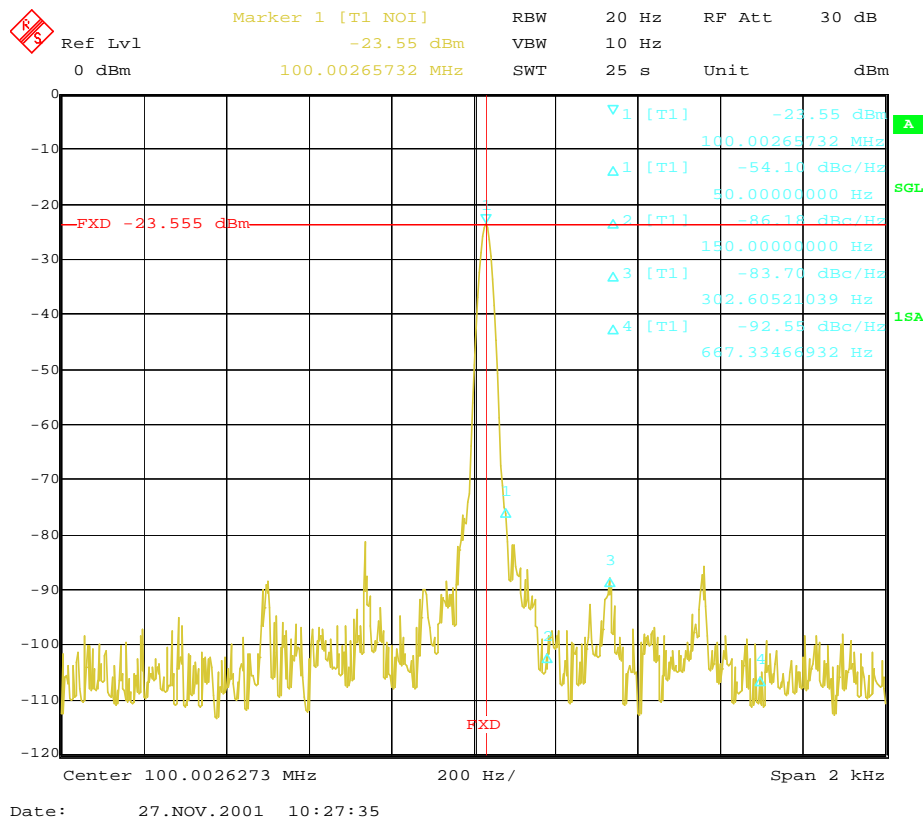
	l [meter]		f [Hz]		f [Hz]		f [Hz]		f [Hz]
$S_c(f)$ [dBc/Hz]	50	-54	50	-86	150	-84	300	-93	670
frekvensbrus [dB Hz ² /Hz]	50	62		30		32		23	
$S_c(f)$ [dBc/Hz]	50	-64	250	-87	1000	-85	11300	-91	15000
frekvensbrus [dB Hz ² /Hz]	50	52		29		31		25	
$S_c(f)$ [dBc/Hz]	4000	-34	50	-47	250	-48	524	-55	800
frekvensbrus [dB Hz ² /Hz]	4000	44		31		30		23	
$S_c(f)$ [dBc/Hz]	4000	-43	400	-61	5000	-55	11300	-65	15000
frekvensbrus [dB Hz ² /Hz]	4000	35		17		23		13	

Tabell 4. De uppmätta värdena före respektive efter konvertering till frekvensbrus visas för de två väglängdsskillnaderna 50 m och 4000 m.

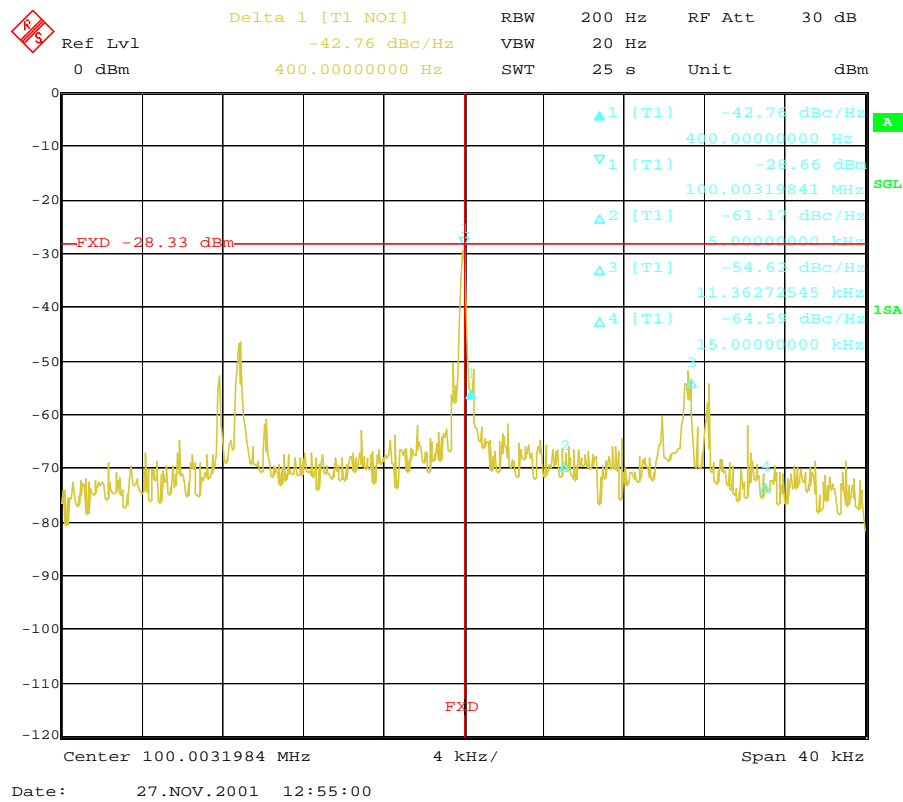
Vi finner att laserfrekvensbrusnivån uppgår till cirka 50 dB Hz²/Hz vid 50 Hz och faller sedan med frekvens för att lägga sig på en nivå av cirka 10 – 20 dB Hz²/Hz mellan 1 kHz och 20 kHz. Brusnivån stämmer väl överens med det förväntade och är till och med något lägre än förväntat för det högre frekvensområdet. Särskild vikt skall läggas vid de värden som erhållits med väglängdsskillnaden 4000 m eftersom laserfrekvensbrusets inverkan då blir mer dominerande än vid kortare väglängdsskillnad.



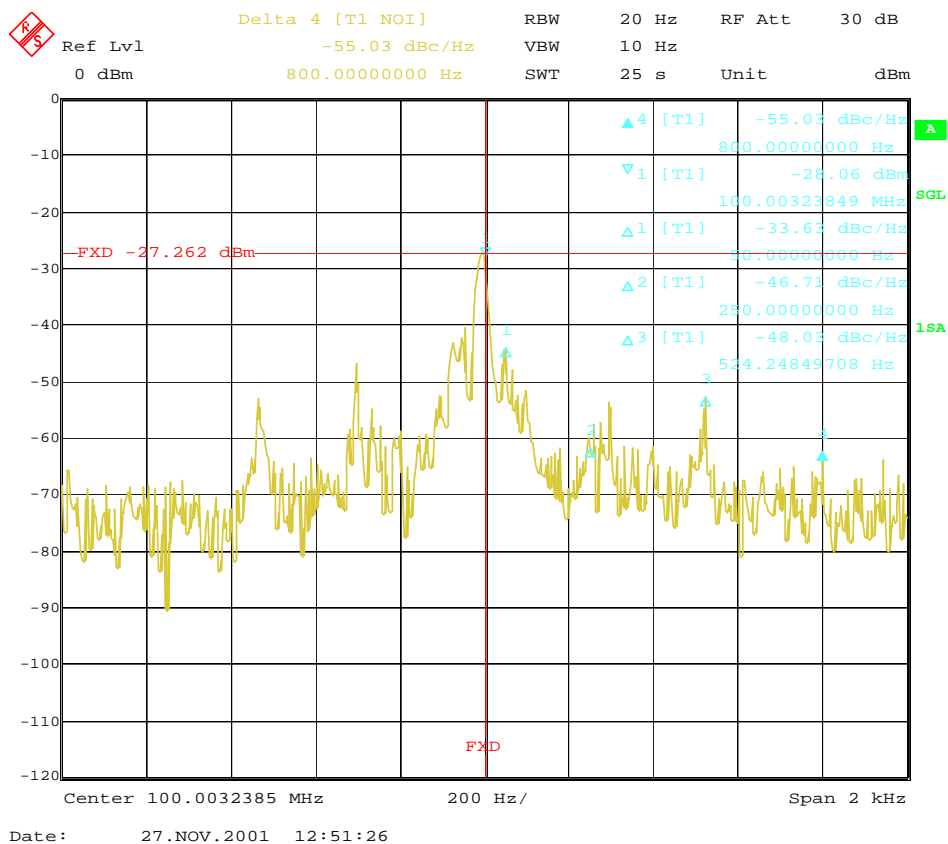
Figur 33. Spektrum i 2 kHz bandbredd kring modulationsbärvågen med en väglängdsskillnad i interferometern på 50 m.



Figur 34. Spektrum i 2 kHz bandbredd kring modulationsbärvågen med en väglängdsskillnad i interferometern på 50 m.



Figur 35. Spektrum i 40 kHz bandbredd kring modulationsbärvågen med en väglängdsskillnad i interferometern på 4000 m.



Figur 36. Spektrum i 2 kHz bandbredd kring modulationsbärvågen med en väglängdsskillnad i interferometern på 4000 m.

5 Diskussion

5.1 Resultat

Brusnivån i förhållande till förväntad nivå

Allmänt sett har vi erhållit resultat i stort sett som vi förväntat oss. Endast en fiberlaser har testats och vi kan därför inte hävda att resultaten vi här redovisat gäller generellt. Mätresultaten gäller givetvis också endast för de förhållanden som rådde under mätningarna. All utrustning har legat fixerad på en optisk bänk och dessutom varit innesluten i så kallade datorhuvor som effektivt isolerar bort omgivningens akustiska inverkan. Vi har inte redovisat osäkerheter i mätningarna explicit. Resultaten i denna rapport skall inte ses som absoluta mätresultat utan snarare som resultat bekräftande sensorsystemets brusegenskaper med utrymme för relativt stor felmarginal.

Fiberlasern skall enligt specifikationen från tillverkaren ha en linjebredd kring 20 kHz. Detta värde kan användas för att beräkna laserns förväntade brusegenskaper. Vi har dock även tagit hänsyn till effekterna av laserns s.k. relaxationsoscillationsfrekvens och införlivat dess inverkan på laserns brusegenskaper då det förväntade bruset ut från mätsystemet modellerats. Vi finner att det med väl tänkbara parameteruppsättningar motsvarande en laserlinjebredd i storleksordningen 20 kHz går att efterlikna erhållet fasbruspektrum.

Fasbruset uppmättes dels i basbandsmätningar utan akustoptisk modulator och med en högupplösande signalanalysator då en akustoptisk modulator användes för att generera en bärvåg vid 100 MHz. Såväl brusnivåerna som frekvensgång kan förklaras med kända samband mellan laserbruset och intensitetsbruset efter interferometern. Vissa toppar i spektrumen kan dock ej förklaras. Dessa kan dock i ett första antagande ses som marginella problem. En topp vid cirka 11 kHz finns med såväl utan som med den akustoptiska modulatoren. Eftersom denna topp befinner sig i det tänkta mätbandet, DC-20 kHz, kan den bli ett problem. Vi har inte kunnat förklara dess uppkomst. Det tycks dock som att den finns med redan i fiberlasern. Upplösningen i mätningarna begränsade dynamiken. Särskilt för de mätningar som utförts med LeCroy-oscilloskopet och med korta interferometerväglängdsskillnader, (50 och 250 m). Med längre väglängdsskillnad, (1000 m och 4000 m) förstärktes fasbruset så pass att det blev jämförbart med den uppmätta medelintensiteten och en stor del av fasbruspektrumen kunde mätas. Beroendet av väglängdsskillnaden har dock synt tydligt och varit helt enligt förväntat.

RIN

RIN-bruset domineras av relaxationsoscillationstoppen vars frekvensläge visade sig bero något på laseruteffekten. Relaxationsoscillationen ligger för fiberlasrar typiskt runt ett värde på 150 kHz där även vår fiberlaser hade sitt värde. Den här oscillationen kan undertryckas genom återkoppling till lasern. Vi är dock inte säkra på att detta är nödvändigt eftersom vi främst är intresserade av fassignalen som med olika metoder kan särskiljas från RIN-variationer. Däremot visar sig relaxationsoscillationen även i fasbruspektrumen vilket kan leda till problem. Vi skall dock komma ihåg att vårt mätband endast spänner upp till 20 kHz och därför inte direkt påverkas. För signaler med stort fassving, d.v.s. med högt modulationsindex kan dock relaxationsoscillationen ge upphov till distorsion eftersom sådana signaler kommer att breda ut sig i frekvensplanet. I enlighet med Carson's regel⁴ upptar en fassignal approximativt frekvensbandet $B = 2f_m(m+1)$ där f_m är signalfrekvensen och där m är modulationsindex. För en fasmodulerande signal ges modulationsindex av fasamplituden. Således, för starka signaler kan frekvensplanet kring relaxationsoscillationen komma att upptas av övertoner och därmed störas. Detta är en anledning till att väl ha dokumenterat spektrum i ett frekvensband över det tilltänkta mätbandet. RIN-brusnivån, bortsett från relaxationsoscillationen, har inte kunnat fastställas eftersom den tycks hamna under upplösningensgränsen för våra instrument. Vi kan däremot fastslå att den ligger under denna nivå och att den förmodligen inte kommer att utgöra ett centralt problem för den här typen av sensorsystem.

Frekvensbrus

Vi har redan berört hur laserfrekvensbruset ger upphov till det brus som uppkommer på interferometerutgångarna. Här vill vi dock bara kort belysa vilka nivåer vi indirekt uppmätt. Vi finner att laserfrekvensbrusnivån uppgår till cirka 50 dB Hz²/Hz vid 50 Hz och faller sedan med frekvensen för att lägga sig på en nivå av cirka 10 – 20 dB Hz²/Hz mellan 1 kHz och 20 kHz. Denna brusnivå stämmer väl överens med den förväntade och är till och med något lägre än väntat för det högre frekvensområdet.

Beroende utintensitet

Som vi nämnt ovan ser vi att relaxationsoscillationsfrekvensen beror av utintensiteten. Däremot har vi inte kunnat se nämnvärd påverkan på frekvensbrusegenskaperna i övrigt. Vår slutsats är således att laserintensiteten