

Distorsion i halvledarlasrar avsedda för kommunikation över korta avstånd — Karakterisering av ickelinjära egenskaper

Kandidatarbete inom civilingenjörsprogrammet Teknisk Fysik

EMANUEL ANDERSSON
HENRIK ELIASSON
ATTILA FÜLÖP
ANDREAS WOHLÉN

Institutionen för Mikroteknologi och Nanovetenskap
Avdelningen för fotonik
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige 2011
Kandidatrapport nr 2011:14

Abstract

Nonlinearities for four different laser configurations have been measured and compared, one DFB laser, one laser modulated externally with a Mach-Zehnder modulator, one VCSEL made at Chalmers and one commercially produced VCSEL. Measurements and analysis of second order harmonic distortion (HD2) and third order intermodulation distortion (IMD3) has been performed. From the results of the measurement, spurious free dynamic range (SFDR) has been calculated and compared. In particular: the VCSEL built at Chalmers has been compared to the commercially produced one. Out of these two, the one made at Chalmers showed better values for SFDR.

The behavior of lasers has been analyzed from a theoretical model with third order Taylor series and rate equations. The laser built at Chalmers has been computer simulated from its DC-characteristics and the results from the computer simulation have been compared to the experimental values. It turned out that the laser had a more linear behavior when modulated with high frequency signals than DC-supply.

Sammanfattning

Ickelineariteten hos fyra olika laserkonfigurationer har uppmätts och jämförts, en DFB-laser, en laser modulerad externt med en Mach-Zehnder-modulator, en VCSEL tillverkad på Chalmers samt en kommersiellt producerad VCSEL. Andra ordningens harmoniska distorsion (HD2) och tredje ordningens intermodulationsdistorsion (IMD3) har mätts upp och analyserats. Utifrån detta har dynamiskt omfång (SFDR) beräknats och jämförts. Speciellt har VCSEL:n tillverkad på Chalmers jämförts med den kommersiellt producerade. Av dessa två uppvisade den Chalmerstillverkade bättre SFDR-värden.

En lasers beteende har teoretiskt analyserats utifrån en modell med tredje ordningens Taylor-utveckling och rate-ekvationer. Den Chalmerstillverkade lasern har datorsimulerats utifrån dess DC-karakteristik och resultaten från datorsimulationen har jämförts med de experimentella värdena. Det visade sig att lasern hade ett mer linjärt beteende vid modulation med högfrekventa signaler än vid DC-matning.

Erkännanden

Vi vill uttrycka vårt djupaste tack till våra handledare Erik Haglund och Krzysztof Szczerba, som har tagit sig tid och varit en betydande resurs för oss i vårt arbete.

Vi vill också tacka alla på fotonikavdelningen, som delat med sig av sitt labb och låtit oss komma in i labbet när vi behövt.

Innehåll

1	Inledning	1
1.1	Syfte och metodik	2
1.2	Avgränsningar	2
2	Teori	3
2.1	Halvledarlasern	3
2.1.1	VCSEL	4
2.2	Teoretisk modell av icke-lineariteter	5
2.2.1	Harmonisk distorsion (HD)	5
2.2.2	Intermodulationsdistorsion (IMD)	6
2.3	Spektralanalys	7
2.4	Dynamiskt omfång (SFDR)	8
2.5	Tredje ordningens skärningspunkt (IP3)	9
2.6	Rate-ekvationerna	9
3	Metod	12
3.1	Experiment	12
3.1.1	Uppställning	12
3.1.2	Utförande	13
3.2	Analysmetod	13
3.3	Simulering av distorsion	14
4	Resultat	15
4.1	Likströmsmätningar	15
4.2	Mätningar av HD2	16
4.3	Mätningar av IMD3	18
4.4	Brusmätningar	20
4.5	SFDR och IP3	20
4.6	Datorsimulering	27
5	Diskussion	28
5.1	Jämförelse mellan den teoretiska modellen och mätresultat	28
5.2	Förbättring av den teoretiska modellen	29
5.3	Jämförelse av lasrarna	29
5.4	Studiens tillförlitlighet	30
5.5	Felkällor och problem	30

5.6	Möjliga förbättringar av mätmetoden	31
6	Slutsats	32
6.1	Likströmsbeteende	32
6.2	De teoretiska modellerna	32
6.3	Distorsion	33
6.4	Dynamiskt omfång	33
6.5	Avslutning	33
	Litteraturförteckning	34
A	Förkortningar och enheter	36
B	Utrustningslista och bilder av laborationsupptällningen	37
C	Insamling av data	39
D	Mathematicakod för spektrumanalys	41

Kapitel 1

Inledning

Samhällets behov av höghastighetslänkar har ökat i hög takt sedan millennieskiftet[1]. Undersökningar av dagens och framtida behov[1, 2] visar att behovet kommer fortsätta öka i allt högre takt samtidigt som andra undersökningar[3] slår fast att den ökade miljömedvetenheten kräver energisnålare lösningar. När tjänster som IPTV (Internet Protocol Television)[4], strömmande HD-video och musik samt backup på Internet slår igenom stort kommer behovet öka ytterligare.

Dagens höghastighetslänkar har sin grund i fiberoptisk kommunikation[5]. För att ytterligare höja hastigheterna och öka effektiviteten utvecklas nu VCSEL-tekniken (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) som uppfyller ovannämnda behov till viss del, med kostnadseffektiv tillverkning, goda framtidsutsikter för höga hastigheter och låg strömförbrukning[6]. VCSEL:ns överföringshastigheter har redan förbättrats[7] och felfri överföring har uppnåtts med 40 Gbit/s[8, 9]. En annan relevant tillämpning för halvledarlasrar är så kallade Radio-over-Fibre-länkar där en analogt modulerad radiosignal skickas på en optisk bärvåg[10].

För att ytterligare kunna förbättra lasrar för kommunikationsändamål är det viktigt att minimera störningar på signalen[11]. Dessa störningar kan komma från en mängd olika källor, t.ex. termiskt brus eller reflektioner i den elektromagnetiska domänen. Vid modulation av lasern med elektrisk insignal uppstår distorsion i utsignalen. Distorsionens ursprung är de icke linjära egenskaperna hos lasrarna[6]. Detta leder till att det icke linjära beteendet hos lasrar får stora implikationer för användningen av halvledarlasrar till kommunikationsändamål, både för analog och digital fiberoptisk kommunikation. Går det att minimera distorsionen i ett system kan t.ex. överföringshastigheten ökas och bitfel minimeras[12, ss. 109].

I denna rapport presenteras resultatet av mätningar av distorsion på olika lasrar vid höga frekvenser (0.5 GHz–5.0 GHz) och beräknade storheter som beskriver mängden distorsion som uppstår i lasrens utsignal vid modulation. I [6] presenteras en liknande studie för en VCSEL, medan denna rapport presenterar resultat för tre olika lasrar och en modulator som sedan jämförts.

1.1 Syfte och metodik

Syftet med projektet är att experimentellt och teoretiskt undersöka, beskriva, karakterisera och jämföra fyra olika halvledarlasrars icke-linjära egenskaper för signalöverföring i optiska fibrer över korta avstånd, typiskt upp till 500 meter. Karakteriseringen ska användas för att dra slutsatser om hur lasrarnas icke-linjära egenskaper inverkar på signalen. Av intresse är också att undersöka hur väl den experimentellt uppmätta datan stämmer överens med den teoretiska modellen.

För att göra detta kommer tre direktmodulerade och en externt modulerad laser att undersökas. För att experimentellt beskriva och karakterisera samt kunna jämföra lasrarnas icke-linjära egenskaper kommer den andra ordningens harmoniska distorsion (HD2), tredje ordningens intermodulationsdistorsion (IMD3), värdet på det dynamiska omfånget (SFDR, Spurious Free Dynamic Range), brusnivåerna samt det icke-linjära likströmsbeteendet att undersökas.

Dessutom ska laserns högfrekvensbeteende modelleras utifrån likströmsbeteendet för att också kunna beskriva och karakterisera lasrarna teoretiskt. För detta krävs härledning av distorsionen som uppkommer i lasern vid modulation. En modell baserad på Taylorutveckling kommer att användas vilket innebär att utsignalen utvecklas i en Taylorserie som funktion av insignalen. Principen är att icke-lineariteterna lägger till nya frekvenskomponenter till spektrat. Syftet med modellen är att teoretiskt visa hur de nya frekvenskomponenterna uppkommer. Dessutom kommer distorsionen simuleras utifrån DC-karakteristiken för att avgöra om denna kan säga något om laserns högfrekventa egenskaper.

1.2 Avgränsningar

Då syftet med projektet är att undersöka halvledarlasrars icke-linjära egenskaper har övriga egenskaper, så som bandbredd, effektivitet och livslängd o.s.v. ej undersökts.

Problemet begränsades genom att endast undersöka analoga sinussignaler, d.v.s. inga pulser. Brusmätningarnas syfte var att få fram värden för beräkningar av SFDR och för att avgöra vilka mätningar som ligger i systemets brusgolv. Ingen explicit brusanalys utfördes.

Inte heller den optiska fiberns egenskaper undersöktes, mätningarna utfördes med en relativt kort fiber. Denna fiber antogs vara ideal och således togs ingen hänsyn till eventuella effekter till följd av fiberns egenskaper. Lasrar av både multimod och singelmod har undersökts. Multimod innebär att det utsända ljuset består av ett spann av optiska frekvenser. Detta ger upphov till dispersion i optiska fibrer, men då mycket korta optiska fibrer har använts antogs denna dispersion vara försumbar. Singelmod däremot innebär att det utsända ljuset istället har väldigt smalt frekvensspann. Detta tillsammans med de korta fibrerna gör att dispersionen blir, om möjligt, än mer försumbar. Dessa antaganden ledde till att det optiska spektrat inte undersöktes, mätningar gjordes endast i den elektriska domänen.

Även fotodetektorn antogs vara ideal. Dess utsignal antogs bero linjärt på insignalen och den antogs vara våglängdsberoende med avseende på det inkommande ljuset.

Kapitel 2

Teori

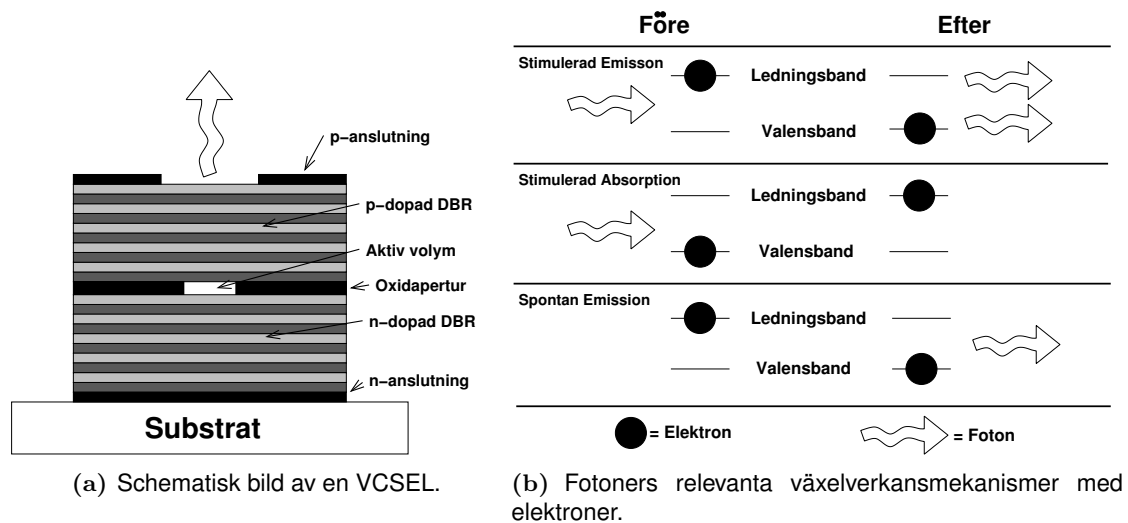
I detta kapitel presenteras teori för studien. Kapitlet inleds med en beskrivning av hur halvledarlasrar fungerar. Dessutom beskrivs mer specifikt hur en VCSEL fungerar. Modellen som används för att beskriva icke-lineariteterna förklaras och de olika typerna av distorsion: harmonisk distorsion och intermodulationsdistorsion, härleds ur denna. Vidare presenteras diskret Fouriertransform som används för att analysera en signals frekvensinnehåll. Dessutom definieras det dynamiska omfånget (SFDR) och tredje ordningens skärningspunkt (IP3), utgående från tredje ordningens intermodulationsdistorsion (IMD3). Kapitlet avslutas med ett avsnitt om de s.k. rate-ekvationerna som används för att uttrycka frekvensberoendet hos distorsionen.

2.1 Halvledarlasern

En halvledarlasar är en halvledare med en p-n-övergång, se schematisk bild i figur 2.1(a). För att få laserverkan krävs populationsinversion, vilket innebär att antalet elektroner i ledningsbandet är fler än elektronerna i valensbandet för ett visst energiintervall. Detta uppnås genom att ström matas framspänt genom halvledarlasern. Då tillräckligt många elektroner matas in i ledningsbandet från n-sidan respektive hål i valensbandet från p-sidan, uppnås populationsinversion. Hålen och elektronerna kan samverka med en foton så att stimulerad emission uppstår. Stimulerad emission innebär att en foton och en exciterad elektron med samma energi som fotonen, samverkar för att deexcitera elektronen och därmed sända ut ytterligare en foton med samma energi och fas. Volymen där detta sker kallas för den aktiva volymen. I figur 2.1(b) åskådliggörs stimulerad och spontan emission samt stimulerad absorption av fotoner.

Den stimulerade emissionen utnyttjas i en kavitet med återkoppling i form av partiellt reflekterande speglar i ändarna för att skapa laserverkan. För att uppnå laserverkan måste lasern matas med en viss tröskelström, vilket är den ström som krävs för att uppnå populationsinversion samt överkomma förlusterna ut genom speglarna. Matas lasern med en lägre ström än tröskelströmmen, uppnås inte lasring.

Vilken eller vilka våglängder som lasrar bestäms av två faktorer, dimensionerna på kaviteten och val av halvledarmaterial. Kavitetens optiska våglängd ($n_{eff} \cdot \text{Längd}$) bestämmer vilka våglängder som har konstruktiv interferens och speglarnas utformning avgör vilka våglängder som



Figur 2.1: Figur som visar hur en halvledarlasern kan se ut i (a) och en figur som åskådliggör emission och absorption av fotoner i (b).

återkopplas. Materialvalet avgör brytningsindex n_{eff} samt vilka våglängder som kan förstärkas genom stimulerad emission i kaviteten. Halvledarmaterialets bandgap måste matcha fotonernas energi. Bara de våglängder som är tillåtna av dimensionerna samt förstärks kommer att kunna lasra.[13, ss. 147–155]

Det finns olika sätt att bygga halvledarlasrar på, vår studie har fokuserat på lasrar byggda med VCSEL-tekniken som förklaras i nästa avsnitt. Våglängderna hos lasrarna som använts i studien var: Chalmers-VCSEL 850 nm, kommersiell VCSEL 850 nm, externt modulatorsystem 1550 nm och DFB-laser 1550 nm. Var och en av våglängderna har fördelar och nackdelar. 850 nm används eftersom ett av de vanligaste halvledarmaterialen, galliumarsenid (GaAs), har ett bandgap som ger lasring omkring 850 nm. Vid 1550 nm ligger minimum för den optiska fiberns dämpning av ljussignaler (ungefär 0.2 db/km) vilket gör denna våglängd attraktiv för länkar med långa optiska fibrer.[14, ss. 12-17]

2.1.1 VCSEL

VCSEL står för Vertical Cavity Surface Emitting Laser. Namnet kommer sig av att kaviteten är riktad rakt ut från chippet som VCSEL:n är tillverkad på. Emissionen av laserljus sker således rakt ut från chippet. Laserns aktiva volym är mycket liten jämfört med laserns kaviteten. På grund av detta krävs en hög återkoppling i kaviteten. Kaviteten återkoppling ges av epitaxiella speglar av halvledarmaterial i form av lager med omvärtannat högt och lågt brytningsindex. Detta kallas för en Distributed Bragg Reflector (DBR). En av de stora fördelarna med VCSEL-tekniken är att stora mängder VCSEL:ar kan tillverkas på ett chip. Dessutom kan VCSEL:arna testas betydligt tidigare under tillverkningsprocessen än andra halvledarlasrar, där man i vissa fall endast kan testa när den har skurits ut och packats.[6]

2.2 Teoretisk modell av icke-lineariteter

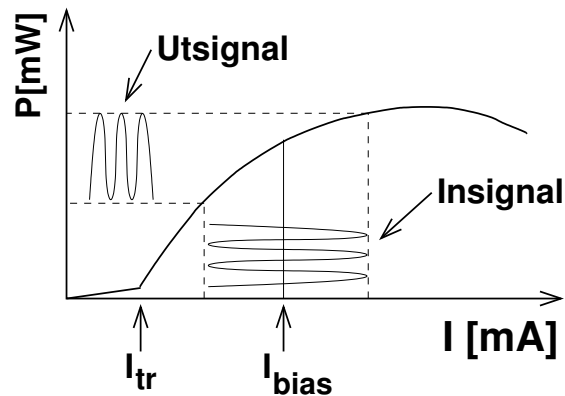
En komponent är icke-linjär om dess utsignal inte är linjärt beroende av insignalen. Ickelineariteterna hos lasern uppstår på grund av flera olika effekter, t.ex. termiska effekter[13, ss. 169] och sättet fotonpopulationen kopplar till populationsinversionen, se avsnitt 2.6. Populationsinversionen genereras av strömmen in i lasern. Vid likström som insignal leder detta till icke-linjärt förhållande mellan insignal och utsignal samt avtagande utsignal vid höga matströmmar, se figur 2.2 som även visar principen bakom signalmodulation. Detta likströmsberoende ger en första insikt om distorsionens uppkomst. För harmoniska signaler blir förhållandet mellan insignal och utsignal mer komplext och beror på bland annat signalernas frekvenser och amplitud. För att beskriva sambandet på ett förenklat sätt kan utsignalen V_{ut} utvecklas i en Taylorserie som en funktion av insignalen V_{in} .

$$V_{\text{ut}} = a_0 + a_1 V_{\text{in}} + a_2 V_{\text{in}}^2 + a_3 V_{\text{in}}^3 + \dots \quad (2.1)$$

där a_0, a_1, a_2 och a_3 är Taylorkoefficienter för utvecklingen. I följande avsnitt kommer det antas att

$$a_1 \geq a_2 \geq a_3 \geq \dots \quad (2.2)$$

Detta antagande grundar sig i att de linjära termerna dominerar Taylorkoefficienterna. Taylorutvecklingen kommer i nästa avsnitt att användas för att härleda harmonisk distorsion.



Figur 2.2: En halvledarlasers uteffekt som funktion av inström, detta kallas en PI-kurva. Bilden visar även hur en modulerad insignal påverkar utsignalen. I_{tr} är tröskelströmmen och I_{bias} är biaseringsströmmen.

2.2.1 Harmonisk distorsion (HD)

I det enklaste fallet av harmoniska signaler har insignalen V_{in} bara en frekvenskomponent.

$$V_{\text{in}} = V_0 \cos \omega_0 t \quad (2.3)$$

Om V_{in} sätts in i (2.1) kommer det uppstå komponenter i utsignalen med frekvenser som är multiplar av insignalens frekvens på grund av högre ordningars termer i utvecklingen. Detta kallas harmonisk distorsion (HD). För att härleda det explicit utvecklas de kvadratiska och

kubiska cosinustermerna till cosinustermer med annan frekvens. Om man begränsar sig till tredje ordningens termer fås

$$\begin{aligned} V_{\text{ut}} &= a_0 + a_1 V_0 \cos \omega_0 t + a_2 (V_0 \cos \omega_0 t)^2 + a_3 (V_0 \cos \omega_0 t)^3 + \dots \\ &= a_0 + \frac{1}{2} a_2 V_0^2 + (a_1 V_0 + \frac{3}{4} a_3 V_0^3) \cos \omega_0 t \\ &\quad + \frac{1}{2} a_2 V_0^2 \cos 2\omega_0 t + \frac{1}{4} a_3 V_0^3 \cos 3\omega_0 t + \dots \end{aligned} \quad (2.4)$$

I (2.4) ses att de kvadratiska och kubiska termerna ger upphov till nya frekvenser i utsignalen. De nya frekvenserna är multiplar av insignalens frekvens enligt

$$\omega_{\text{HD}n} = n\omega_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.5)$$

där distorsionens ordning bestäms av n .

Ur antagandet i (2.2) om Taylorkoefficienterna i (2.1) och således också (2.4) följer att andra ordningens harmoniska distorsion (HD2) orsakar den amplitudmässigt största störningen av signalen. Frekvensen för denna störning är således $2\omega_0$, vilket är en frekvens förhållandevis långt från ursprungsfrekvensen ω_0 . Hur stort problem detta leder till beror på hur bredbandig signalen är. Den harmoniska distorsionen skapar större problem för bredbandiga än för smalbandiga signaler. Den uppmätta amplituden för HD2 anges i dBc, d.v.s. i dB relativt fundamentalens amplitud och beräknas som

$$\text{HD2[dBc]} = 10 \cdot \log_{10} \frac{A_{2\omega_0}}{A_{\omega_0}} \quad (2.6)$$

där A är signalens amplitud vid den indexerade frekvensen.

2.2.2 Intermodulationsdistorsion (IMD)

Nästa steg i analysen av icke-lineariteter är att undersöka situationen med två insignaler, med samma amplitud V_0 men med olika frekvenser ω_1 och ω_2 , där $\omega_2 > \omega_1$.

$$V_{\text{in}} = V_0 (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) \quad (2.7)$$

Liksom vid härledningen av harmonisk distorsion sätts signalen V_{in} in i (2.1). Detta kommer på liknande sätt som för harmonisk distorsion resultera i att det uppstår nya frekvenskomponenter i utsignalen till följd av högre ordningens termer. Vilka dessa blir ses genom insättning i (2.1) och utveckling av kvadratiska och kubiska termer. Vid begränsning till tredje ordningens termer fås

$$\begin{aligned}
V_{\text{ut}} &= a_0 + a_1 V_0 (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) + a_2 [V_0 (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)]^2 \\
&\quad + a_3 [V_0 (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)]^3 + \dots \\
&= a_0 + a_1 V_0 \cos \omega_1 t + a_1 V_0 \cos \omega_2 t + \frac{1}{2} a_2 V_0^2 (1 + \cos 2\omega_1 t) \\
&\quad + \frac{1}{2} a_2 V_0^2 (1 + \cos 2\omega_2 t) + a_2 V_0^2 \cos (\omega_1 - \omega_2)t + a_2 V_0^2 \cos (\omega_1 + \omega_2)t \\
&\quad + a_3 V_0^3 \left[\frac{3}{4} \cos \omega_1 t + \frac{1}{4} \cos 3\omega_1 t \right] + a_3 V_0^3 \left[\frac{3}{4} \cos \omega_2 t + \frac{1}{4} \cos 3\omega_2 t \right] \\
&\quad + a_3 V_0^3 \left[\frac{3}{2} \cos \omega_2 t + \frac{3}{4} \cos (2\omega_1 - \omega_2)t + \frac{3}{4} \cos (2\omega_1 + \omega_2)t \right] \\
&\quad + a_3 V_0^3 \left[\frac{3}{2} \cos \omega_1 t + \frac{3}{4} \cos (2\omega_2 - \omega_1)t + \frac{3}{4} \cos (2\omega_2 + \omega_1)t \right] + \dots \tag{2.8}
\end{aligned}$$

Precis som för harmonisk distorsion uppkommer nya frekvenskomponenter i utsignalen på grund av intermodulationsdistorsionen. Dessa uppstår i

$$\omega_{\text{IMD}n} = k\omega_1 + l\omega_2, \quad k, l \in \mathbb{Z} \setminus \{0\} \tag{2.9}$$

där distorsionens ordning n definieras som $n = |k| + |l|$.

Intermodulationsdistorsionen av tredje ordningen (IMD3) hamnar på frekvenserna $2\omega_1 - \omega_2$ och $2\omega_2 - \omega_1$. Eftersom IMD3, till skillnad från HD2, ligger på frekvenser nära fundamentalernas kommer de att vara svåra eller omöjliga att filtera bort. Den uppmätta amplituden för IMD3 anges i dBc och beräknas som

$$\text{IMD3[dBc]} = 10 \cdot \log_{10} \frac{A_{\omega_2 + \Delta\omega}}{A_{\omega_2}} \tag{2.10}$$

där $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ och A signalens amplitud vid den indexerade frekvensen.

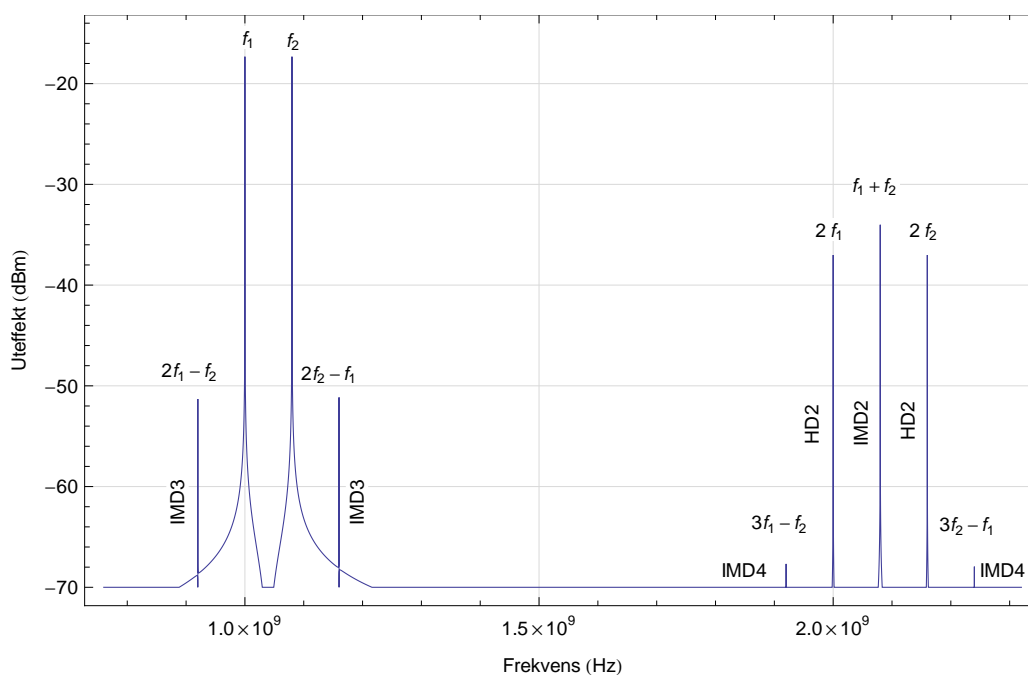
2.3 Spektralanalys

För att undersöka spektrumet hos en signal, det vill säga energifördelningen i frekvensplanet, används DFT (Discrete Fourier Transform). Genom att sampla en kontinuerlig funktion $y(t)$, som t.ex. (2.7), utförs DFT enligt [15]

$$Y_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} y_n e^{-\frac{2i\pi kn}{N}}, \quad k = 0, \dots, N-1 \tag{2.11}$$

där N är antal mätpunkter och $y_n = y(t_n)$ är de samplade amplituderna. Avståndet mellan två amplituder $|Y_k|$ och $|Y_{k+1}|$ i frekvensdomänen kallas för upplösning $f_{\text{res}} = 1/(t_{N-1} - t_0)$. Samplingsfrekvensen f_{sampl} måste vara högre än två gånger den maximala frekvensen som man vill detektera.[16, ss. 229–231] Antal mätpunkter ges av förhållandet

$$N = \frac{f_{\text{sampl}}}{f_{\text{res}}} \tag{2.12}$$

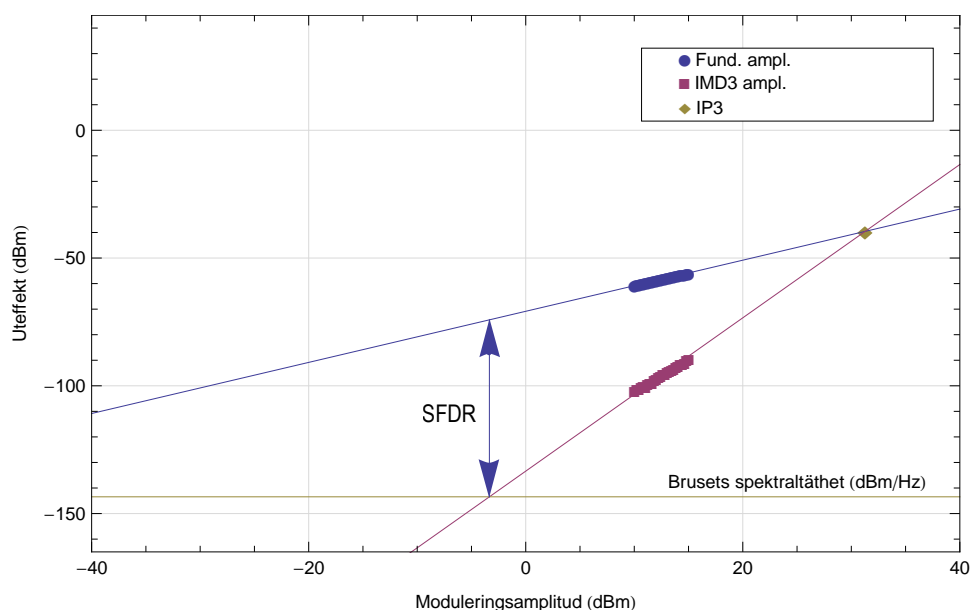


Figur 2.3: Datorsimulerat spektrum för en insignal $V_0 (\sin(2\pi f_1 t) + \sin(2\pi f_2 t))$ som passerat genom en olinjär överföringsfunktion (visas i 4.3(a), biasström 6 mA, $V_0 = 0.2$ mA, $f_1 = 1.00$ GHz och $f_2 = 1.08$ GHz). Simulationen är gjord med frekvensupplösning 0.04 MHz och samplingsfrekvens 100 GHz, d.v.s. mycket hög noggrannhet vilket medför smala toppar. Andra ordningens harmoniska distorsion och några intermodulationsdistorsioner är markerade. Högre ordning än 4 syns inte pga. för låga amplituder. Mer information om distorsionernas amplituder och frekvenser finns i avsnitt 2.2.2.

Spektrumet erhålls sedan genom att rita amplitud $|Y_k|$ mot frekvens $f_k = k f_{res}$. Ett exempel på ett datorsimulerat spektrum, med två sinussignaler inkl. distorsion visas i figur 4.18. För att öka prestandan används ofta FFT (Fast Fourier Transform) vid implementationen. Genom faktorisering reduceras antal beräkningar då från N^2 till $2N \log_2 N$ [16, ss. 252–253].

2.4 Dynamiskt omfång (SFDR)

Dynamiskt omfång, SFDR, eller Spurious Free Dynamic Range är en teoretisk konstruktion för att kunna jämföra IMD3:s inverkan för olika lasrar. För ett antal olika effekter på signalen mäts amplituden upp på IMD3 och fundamentalen. Dessutom mäts brusnivåns spektraltäthet upp i enheten dBm/Hz. Om både ineffekt och uteffekt anges i dBm kommer fundamentalen och IMD3 bero linjärt av ineffekten. Taylormodellen, se ekvation (2.8), förutser att fundamentalen ökar linjärt som funktion av insignalens amplitud samt att IMD3 ökar kubiskt som funktion av insignalens amplitud. Eftersom effekterna mäts i dBm, som är en logaritmisk skala, blir beroendet istället linjärt för både fundamental och IMD3 med lutningar 1 respektive 3.



Figur 2.4: SFDR-plot som visar definitionen av SFDR och IP3.

$$P_{\text{fund.}}[\text{dBm}] \propto P_{\text{insignal}}[\text{dBm}] \quad (2.13)$$

$$P_{\text{IMD3}}[\text{dBm}] \propto 3P_{\text{insignal}}[\text{dBm}] \quad (2.14)$$

När mätdatan plottas kan linjärregression utföras vilket ger två extrapolerade linjer. Dessutom plottas brusnivån, som antas vara oberoende av modulationeffekt. För att bestämma SFDR-värdet, beräknas ineffekten där den anpassade IMD3-linjen skär brusgolvet (dBm/Hz). SFDR-värdet är differensen mellan effekten hos fundamentalens och IMD3s linjäranpassningar vid denna ineffekt, se figur 2.4. Framöver kommer plottar såsom den i figur 2.4 kallas SFDR-plot. Det dynamiska omfånget ger en fingervisning om hur stark signal som kan sändas innan intermodulationsdistorsionen börjar påverka signalen.[14, ss. 210–212][17, ss. 102–104]

2.5 Tredje ordningens skärningspunkt (IP3)

Punkten där fundamentallinjen och IMD3-linjen korsar varandra kallas för IP3 (Third Order Intercept Point). Inströmmen och uteffekten vid punkten benämns IIP3 respektive OIP3[17, ss. 101–102]. IP3 är en teoretisk konstruktion utan fysikalisk betydelse som kan användas för att beräkna SFDR, men kan också användas direkt för att jämföra distorsionen hos olika lasrar.

2.6 Rate-ekvationerna

Taylormodellen ger förståelse om hur distorsionen uppkommer. Den kan däremot inte förutsäga distorsionens frekvensberoende. För att få en förståelse för detta måste vi utöka vår modell och ta

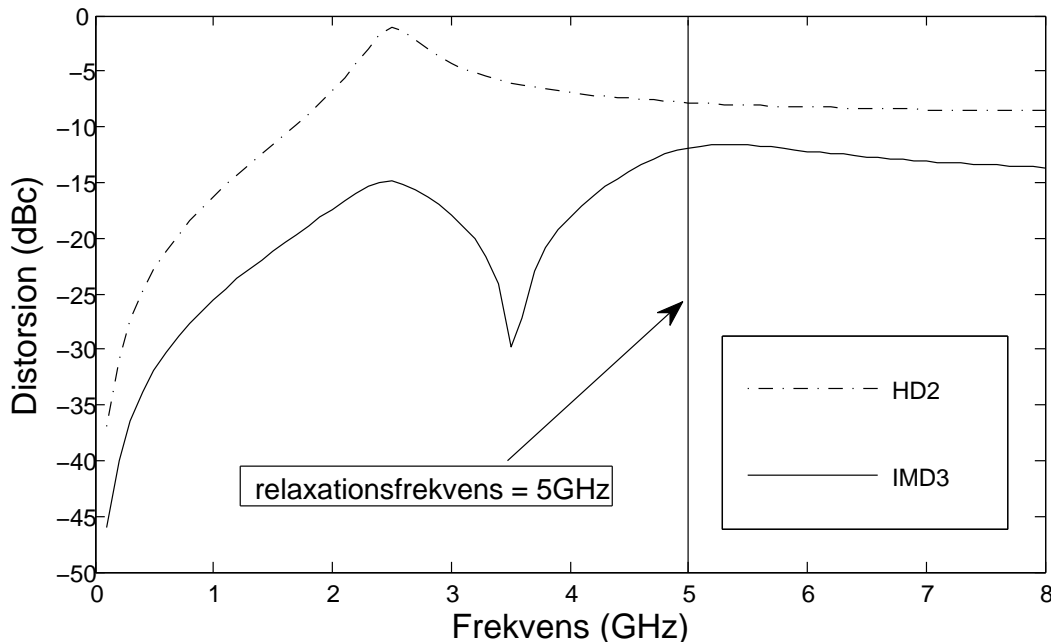
hänsyn till rate-ekvationerna. Rate-ekvationerna utgörs av två kopplade differentialekvationer. Ekvationerna styr hur fotonkoncentrationen n_f [m^{-3}] och koncentrationen av laddningsbärare n_{lb} [m^{-3}] kopplar till varandra i halvledarlaserens kavitet.

$$\frac{dn_{lb}}{dt} = \frac{\eta i}{eV_E} - v_g g(n_{lb}) n_p \quad (2.15)$$

$$\frac{dn_f}{dt} = \Gamma v_g g(n_{lb}) n_p - \frac{n_p}{\tau_p} \quad (2.16)$$

I ekvationerna står η för kvanteffektiviteten, vilket är andelen injicerade laddningsbärare som hamnar i den aktiva volymen V_E . Den aktiva volymen, V_E [m^3], är volymen innehållande laddningsbärare där man får stimulerad emission, i [A] är matströmmen och e [C] är elektronladdningen. Koefficienterna som karaktäriserar fotonerna är v_g , fotonernas grupphastighet i kaviteten och τ_p [s] som betecknar fotonernas genomsnittliga livstid i kaviteten. Γ är en korrektionsfaktor för att kompensera för att den aktiva volymen skiljer sig från volymen som fotonerna befinner sig i, $\Gamma = \frac{V_F}{V_E}$. Den sista faktorn $g(n_{lb})$ står för kavitets förstärkning och är en funktion av laddningsbärarnas koncentration.

Utgående från dessa två ekvationer kan nya uttryck för HD2 och IMD3 härledas. Härledningen utgår från att i delas upp i en likströmskomponent och en småsignalkomponent. Sedan beräknas



Figur 2.5: Graf över distorsioner som funktion av frekvens enligt rate-modellen (ekvation (2.17) och (2.18) med $\frac{\epsilon}{g_0} = 0.1$ och $m = 0.5$). Det finns ett tydligt frekvensberoende i distorsionen till skillnad från Taylormodellen där frekvensen inte påverkar, jämför avsnitt 2.2.

en överföringsfunktion för att uttrycka fotonpopulationen som en funktion av småsignalkomponenten. Eftersom härledningen är lång hänvisas till [14, ss. 249-259] för en mer ingående beskrivning. De nya uttrycken för HD2 och IMD3 blir.

$$\text{HD2}(\omega)[\text{dBc}] = 10 \cdot \log_{10} \left\{ m \frac{\left(\frac{\omega_1}{\omega_r}\right)^2}{g(2\omega_1)} \right\} \quad (2.17)$$

$$\text{IMD3}(\omega)[\text{dBc}] = 10 \cdot \log_{10} \left\{ \frac{m^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega_r}\right)^4 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_1}{\omega_r}\right)^2}{2 g(\omega_1)g(2\omega_1)} \right\} \quad (2.18)$$

$$g(\omega) = \left\{ \left(\left(\frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 - 1 \right)^2 + \left(\frac{2\pi\epsilon\omega}{g_0} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Där m står för modulationsdjup, $m = \frac{\text{modulationsamplitud}}{\text{maximal modulationsamplitud}}$ och ω_r är laserns relaxationsfrekvens. Kvoten $\frac{g_0}{\epsilon}$ uttrycker hur mycket förstärkningen undertrycks av fotonkoncentrationen. Relaxationsfrekvensen är ett mått på hur snabbt lasern svarar på förändringar i insignalen och är specifik för varje laser. I figur 2.5 ses exempel på distorsionens frekvensberoende enligt de nya uttrycken för HD2 och IMD3. Notera att ekvationerna förutsäger att distorsionen går mot noll då frekvensen går mot noll. Detta motsäger förutsägelserna från Taylormodellen. [14, ss. 152-156, 217-222]

Kapitel 3

Metod

I detta kapitel presenteras metoden som använts för att genomföra denna studie. Först beskrivs de utförda experimenten. Mätningarna är utformade utifrån teorin i kapitel 2 för att undersöka lasrarnas icke-linjära egenskaper. Därefter beskrivs hur mätdatan analyserats. Slutligen presenteras hur distorsionen har simulerats med Mathematica.

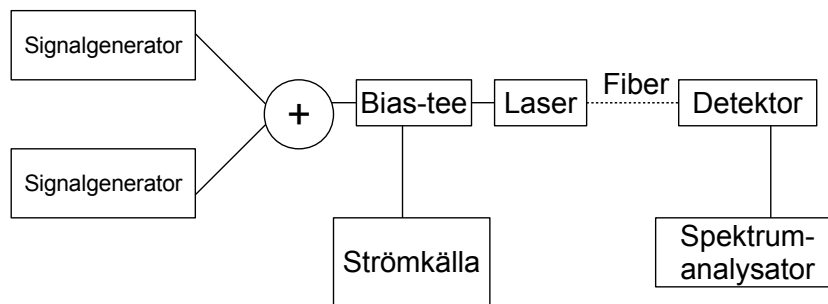
3.1 Experiment

Mätningar har utförts på en VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) tillverkad på Chalmers, en kommersiellt producerad VCSEL, en DFB-laser (Distributed Feedback Laser) och en modulator som använts för extern modulering. Karaktäriseringen av lasrarna skedde genom experimentella undersökningar. Mätningarna utfördes i ett labb på Fotonikavdelningen på MC2, Chalmers. Där fanns den utrustning som krävdes för experimenten, d.v.s. de olika lasrarna, signalgeneratorer och spektrumanalysator. En komplett lista på använd utrustning finns i bilaga B.

3.1.1 Uppställning

Laborationsutrustningen innehöll två signalgeneratorer ihopkopplade genom en summator. Lasern biaserades av en strömkälla. Vid direkt modulering anslöts biaseringen och signalgeneratorerna via en bias-tee-koppling till lasern. En bias-tee-koppling adderar en likström med en högfrekvent signal. Den externt modulerade lasern drevs av ett eget strömaggregat medan signalgeneratorerna och biaseringsspänning anslöts direkt till den externa modulern. Signalen leddes från lasern till en fotodiod-detektor genom en kort optisk fiber, d.v.s. någon meter. Utsignalen från detektorn anslöts sedan via en likströmsblockerare till en spektrumanalysator. En schematisk bild över uppställningen för experimenten finns att beskåda i figur 3.1.

För att mäta upp DC-kurvorna användes en annorlunda uppställning. Varken signalgeneratorer, spektrumanalysator eller fotodetektor användes. Lasern matades direkt med en biaseringsström från en strömkälla. Fibern kopplades sedan in i en optisk effektmätare där den optiska effekten kunde läsas av.



Figur 3.1: Uppställning för experimenten.

3.1.2 Utförande

Själva mätningarna automatiserades med Matlab och analyserades efteråt med Mathematica. Mätningar utfördes på amplituden för bärfrekvenserna, HD2-topparna, IMD3-topparna samt brusnivån. För att mäta distorsionstopparna i spektrumet mättes signalens amplitud vid de frekvenser som förutsågs av teorin i avsnitt 2.2.1 och 2.2.2. I figur 2.3 finns en bild som visar var dessa toppar befinner sig. Bruset mättes på två sätt, dess effekt i dBm och dess spektraltäthet i dBm/Hz.

Frekvenserna på insignalerna varierades från 500 MHz upp till 5 GHz. Den övre begränsande faktorn var att signalgeneratorerna inte kunde producera signaler med frekvenser högre än 6 GHz. Skillnaden mellan de två signalgeneratorernas frekvenser varierades från 0.5 MHz till 400 MHz.

Två olika mätningstyper gjordes. Vid mätning av IMD3 och HD2 gjordes täta svep med små frekvenssteg, ca. 20–100 MHz. Sådana mätningar gjordes endast med ett fåtal olika modulationsamplituder. Mätningar för att undersöka IP3 och SFDR gjordes med större frekvenssteg, ca. 0.5–1 GHz. För att kunna utföra linjärregressionen i SFDR-beräkningarna, se avsnitt 2.4, krävs mätningar med fler modulationsamplituder, därför gjordes mätningar med minst fem olika modulationsamplituder.

Under DC-mätningarna utfördes inte automatiserade mätningar med Matlab. Biaseringsströmmarna varierades och den optiska effektmätaren avlästes manuellt. Biaseringsströmmarna varierades med regelbundna steg från 1 mA upp till det maximala tillåtna värdet för den aktuella lasern.

3.2 Analysmetod

De uppmätta värdena på HD2 och IMD3 jämfördes genom att räkna om dem till dBc (d.v.s. relativt bärfrekvensens amplitud), se ekv. (2.6) och (2.10). Den relativa enheten dBc används för att kunna jämföra olika lasrars mätvärden trots att deras uteffekt skiljer sig åt. Observera att denna jämförelse endast är exakt då båda lasrarna har samma inimpedans, alternativt om inimpedansen är känd och kan kompenseras för genom att ge lasrarna signaler med olika

moduleringsamplitud. För att åskådliggöra distorsionen plottas HD2 och IMD3 som funktion av frekvens.

Det dynamiska omfånget (SFDR), se avsnitt 2.4, beräknades för de olika lasrarna vid olika frekvenser då vi även hade mätt upp brusnivån.

För att utföra analysen behövde datan filtreras på flera sätt. Datapunkter har ignorerats då de legat för nära brusnivån och skript har skrivits för att hitta IP3 samt räkna ut SFDR. För att göra IMD3- och HD2-plottarna mjukare och tydligare har glidande medelvärdesbildning använts, d.v.s. värdet i varje mätpunkt har ersatts med medelvärdet av punktens och dess 10 omkringliggande värden.

3.3 Simulering av distorsion

Experimenten ovan för mätning av HD2 och IMD3 har dessutom simulerats genom att använda de uppmätta DC-kurvorna som överföringsfunktion likt figur 2.2. Överföringsfunktionen modulerades med två sinussignaler som samplades varpå ett spektrum kunde konstrueras enligt avsnitt 2.3. Därefter kunde distorsionsamplituderna avläsas och IMD3 och HD2 beräknas. Simuleringen gjordes med Mathematica, och koden för spektralanalysen finns i bilaga D.

Simuleringen har utförts med en insignal

$$V_{in} = V_0 (\sin(2\pi f_1 t) + \sin(2\pi f_2 t)) \quad (3.1)$$

på DC-kurvan för Chalmers-VCSEL:n, se figur 4.3(a). För att simuleringen ska vara jämförbar med de experimentella mätningarna på Chalmers-VCSEL:n valdes liknande parametrar d.v.s. biasström på 6 mA och 9 mA och ett frekvensspann på mellan 500 MHz och 5.0 GHz. Skillnaden mellan de två fundamentalfrekvenserna $\Delta f = f_2 - f_1$ varierades mellan 2 MHz och 200 MHz och modulationsamplituden V_0 mellan 0.1 mA och 1.0 mA.

För spektralanalysen användes en frekvensupplösning f_{res} på mellan 20 kHz och 200 kHz beroende på frekvensskillnaden Δf (mindre Δf kräver högre upplösning). Samplingsfrekvensen sattes till $10f_1$, d.v.s. 10 mätpunkter per period. Maximalt antal mätpunkter blev då

$$10 \cdot 5\text{GHz}/20\text{kHz} = 2500000. \quad (3.2)$$

Vid mer än 10 miljoner punkter fanns det en risk att datorns internminne (2 GB) tog slut. Distorsionsamplituderna avlästes sedan vid de givna frekvenserna varpå HD2 och IMD3 kunde beräknas enligt (2.6) och (2.10) i avsnitt 2.2.1 och 2.2.2.

Kapitel 4

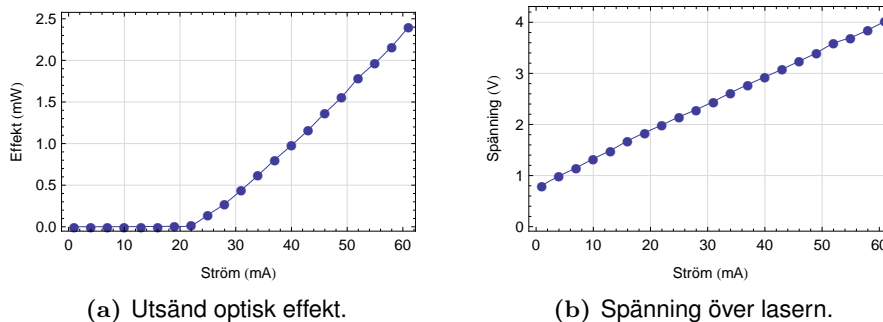
Resultat

För varje laser har mätningar utförts på DC-karakteristik, HD2, IMD3 och SFDR. De olika mätningarna presenteras i var sitt kapitel. Den presenterade mätdatan är ett urval som gjorts för att försöka spegla lasrarnas icke-linjära egenskaper. Urvalet har gjorts för att uppvisa både när mätningarna överensstämmer väl med vår teoretiska modell och när mätningarna avviker kraftigt från modellen. I slutet av kapitlet presenteras resultatet av simuleringen av distorsion på DC-karakteristiken.

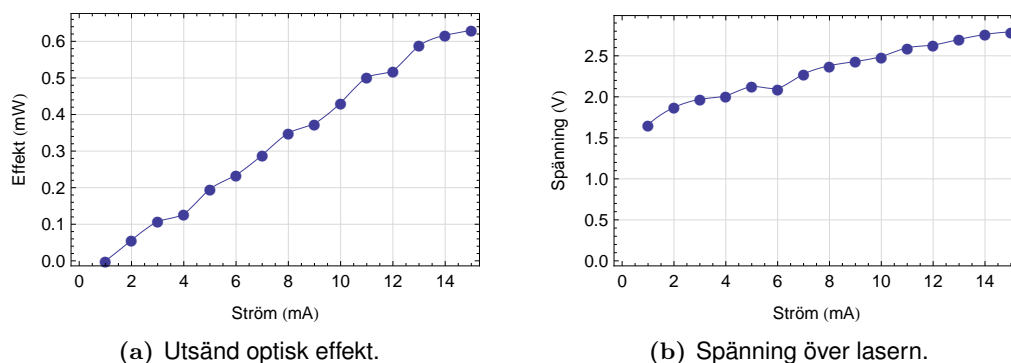
4.1 Likströmsmätningar

För alla direktmodulerade lasrar, d.v.s. ej modulatern, har statistiska DC-kurvor mätts upp. I figur 4.1(a), 4.2(a) och 4.3(a) visas effekten i den optiska fibern från lasern, som funktion av inström, medan spänningen över laserarna som funktion av inström visas i figur 4.1(b), 4.2(b) och 4.3(b). P.g.a. förluster i t.ex. uppsamlingen av ljuset och fiberskarvar är den uppmätta effekten lägre än laserns.

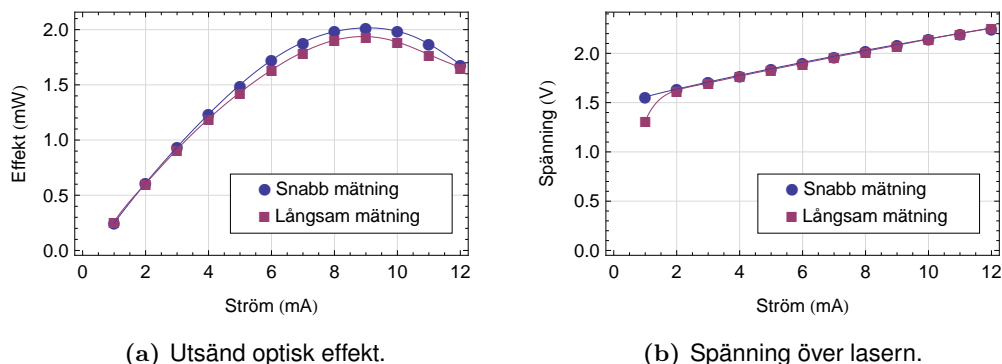
För den Chalmersstillverkade VCSEL:n har två DC-kurvor mätts upp. Den första mätningen gjordes direkt efter att inströmmen justerats utan att vänta på termisk stabilisering. För den långsamma mätningen fick laserns uteffekt stabilisera sig innan uteffekten lästes av för att få den verkliga statistiska DC-kurvan.



Figur 4.1: Mätresultat för DFB-lasern vid DC-mätning.



Figur 4.2: Den kommersiella VCSEL:ns DC-mätning.



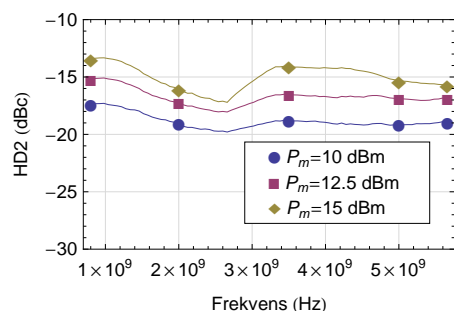
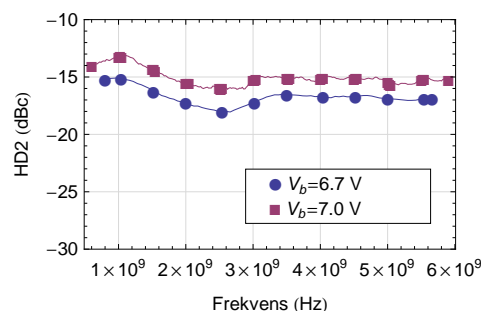
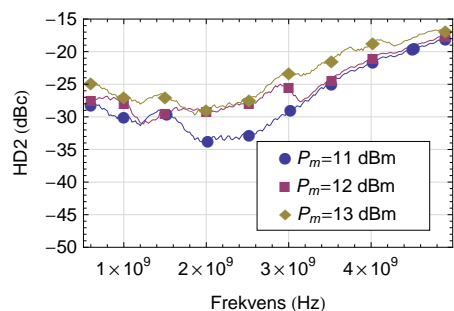
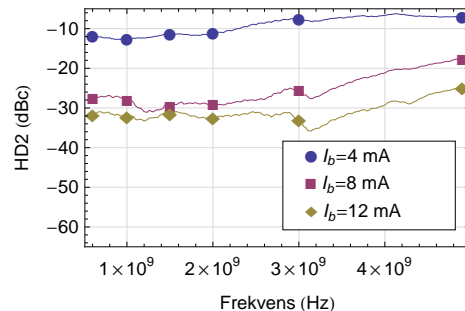
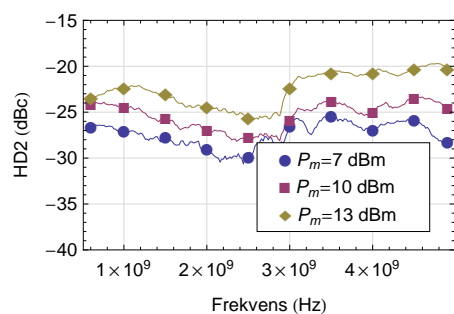
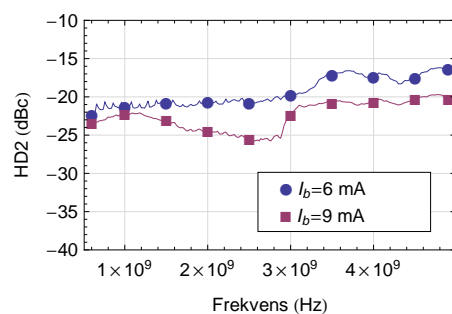
Figur 4.3: Chalmers-VCSEL:ns DC-mätning. Att kurvorna skiljer beror troligen på någon typ av mätfel.

4.2 Mätningar av andra ordningens harmoniska distorsion

Mätningarna av andra ordningens harmoniska distorsion, se teoriavsnittet 2.2.1, presenteras i figur 4.4, 4.5 och 4.6. I figurerna visas distorsionens amplitud i dBc som en funktion av insignalens frekvens.

I figur 4.4(a), 4.5(a) och 4.6(a) motsvarar de olika kurvorna i varje graf olika modulationseffekt på insignalerna. Figur 4.4(b), 4.5(b) och 4.6(b) svarar mot olika biasering.

Observera att då mätpunkterna ligger väldigt tätt har specifika mätpunkter markerats för att kunna markera de olika kurvorna i teckenförklaringen.

(a) HD2 för varierande modulationseffekt vid $V_b = 6.7$ V.(b) HD2 för varierande biaseringsspänning vid $P_m = 12.5$ dBm.**Figur 4.4:** Modulatorns HD2 som funktion av modulationsfrekvens.(a) HD2 för varierande modulationseffekt vid $I_b = 8$ mA.(b) HD2 för varierande biaseringsström vid $P_m = 12$ dBm.**Figur 4.5:** Den kommersiella VCSEL:ns HD2 som funktion av modulationsfrekvens.(a) HD2 för varierande modulationseffekt vid $I_b = 9$ mA.(b) HD2 för varierande biaseringsström vid $P_m = 13$ dBm.**Figur 4.6:** Chalmers-VCSEL:ns HD2 som funktion av modulationsfrekvens.

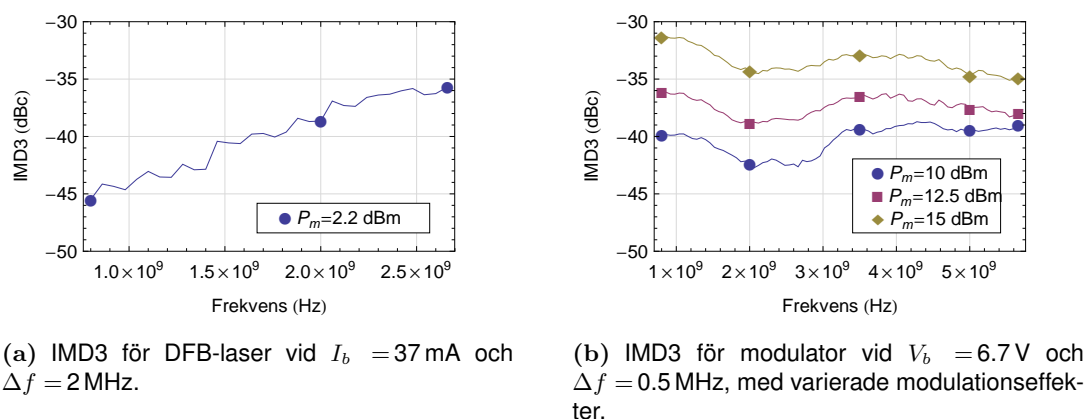
4.3 Mätningar av tredje ordningens intermodulationsdistorsion

Mätningarna av tredje ordningens intermodulationsdistorsion, se teoriavsnittet 2.2.2, visas i figur 4.7, 4.8 och 4.9. I figurerna visas distorsionens amplitud som funktion av den fundamentaltopp som har lägst frekvens.

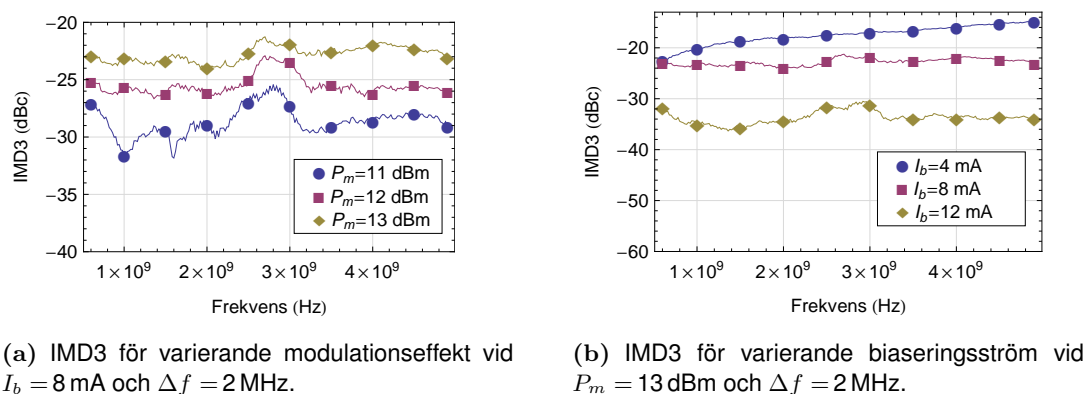
I figur 4.7(a), 4.7(b), 4.8(a) och 4.9(a) motsvarar de olika kurvorna i varje graf olika modulationsamplituder på signalerna. Medan de i figur 4.8(b) och 4.9(b) svarar mot olika biasering.

Dessutom presenteras liknande mätningar, men med varierande frekvensdifferens i figur 4.10.

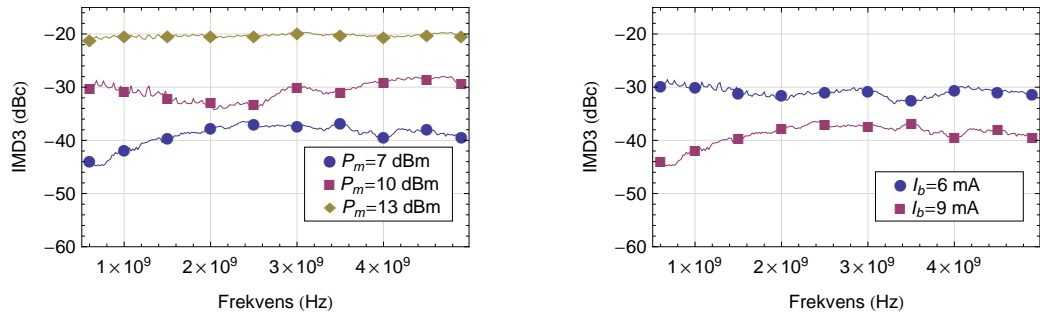
Precis som på graferna över den harmoniska distorsionen har även här punkter markerats för att göra det lättare att identifiera kurvorna.



Figur 4.7: DFB-lasers och modulators IMD3 som funktion av modulationsfrekvens.



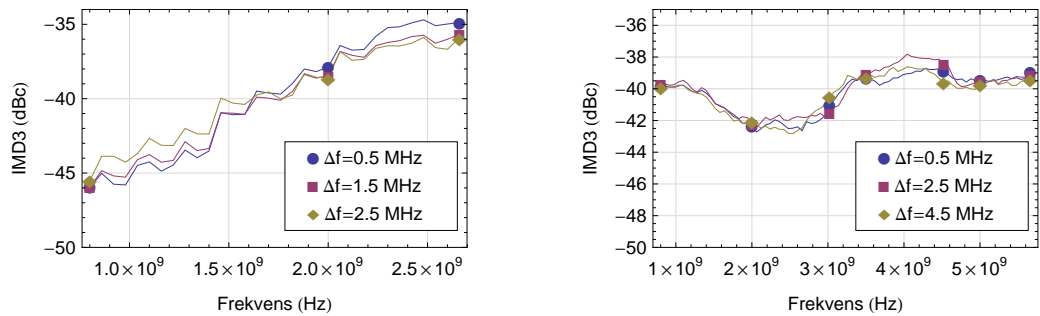
Figur 4.8: Den kommersiella VCSEL:ns IMD3 som funktion av modulationsfrekvens.



(a) IMD3 för varierande modulationseffekt vid $I_b = 9$ mA och $\Delta f = 200$ MHz.

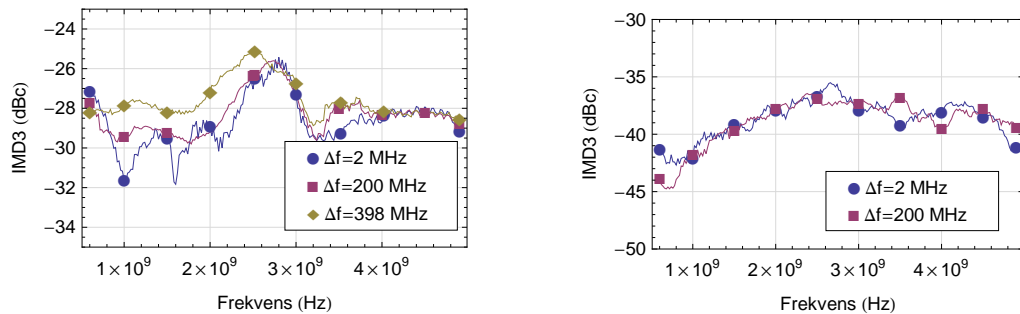
(b) IMD3 för varierande biaseringsström vid $P_m = 7$ dBm och $\Delta f = 200$ MHz.

Figur 4.9: Chalmers-VCSEL:ns IMD3 som funktion av modulationsfrekvens.



(a) DFB-lasers IMD3 vid $I_b = 37$ mA och $P_m = 2.2$ dBm.

(b) Modulatorns IMD3 vid $V_b = 6.7$ V och $P_m = 10$ dBm.



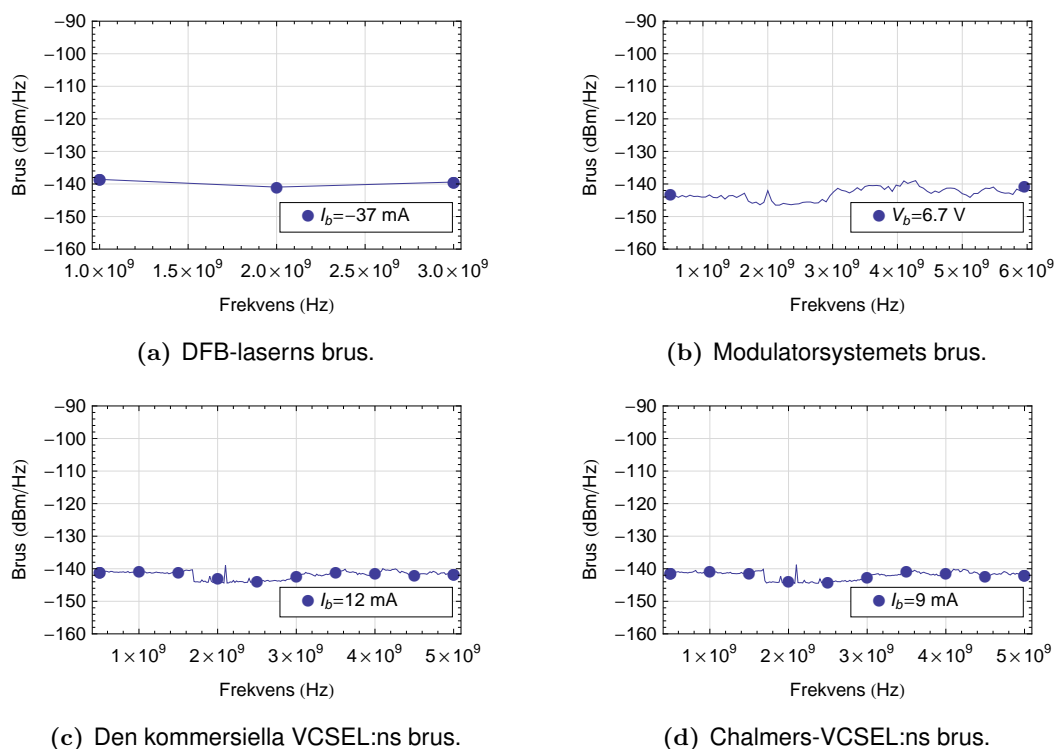
(c) Den kommersiella VCSEL:ns IMD3 vid $I_b = 8$ mA och $P_m = 11$ dBm.

(d) Chalmers-VCSEL:ns IMD3 vid $I_b = 9$ mA och $P_m = 7$ dBm.

Figur 4.10: De olika lasrarnas IMD3 som funktion av frekvens med varierande Δf .

4.4 Brusmätningar

Brusgolvet mättes upp utan modulation för att användas vid beräkning av SFDR och IP3. I figur 4.11(a)–(d) presenteras bruset uppmätt i dBm/Hz som funktion av frekvensen. Observera att plottarna endast visar bruset för enstaka biaseringsströmmar, detta då bruset sett likadant ut för alla olika biaseringar för varje given laser. För modulatorens begränsades brusmätningen av att bruset låg under spektrumanalysatorns eget brusgolv. Därför är denna mätning snarare en mätning av spektrumanalysatorns eget brus.



Figur 4.11: De olika lasrarnas brus som funktion av frekvens.

4.5 Dynamiskt omfång och tredje ordningens skärningspunkt

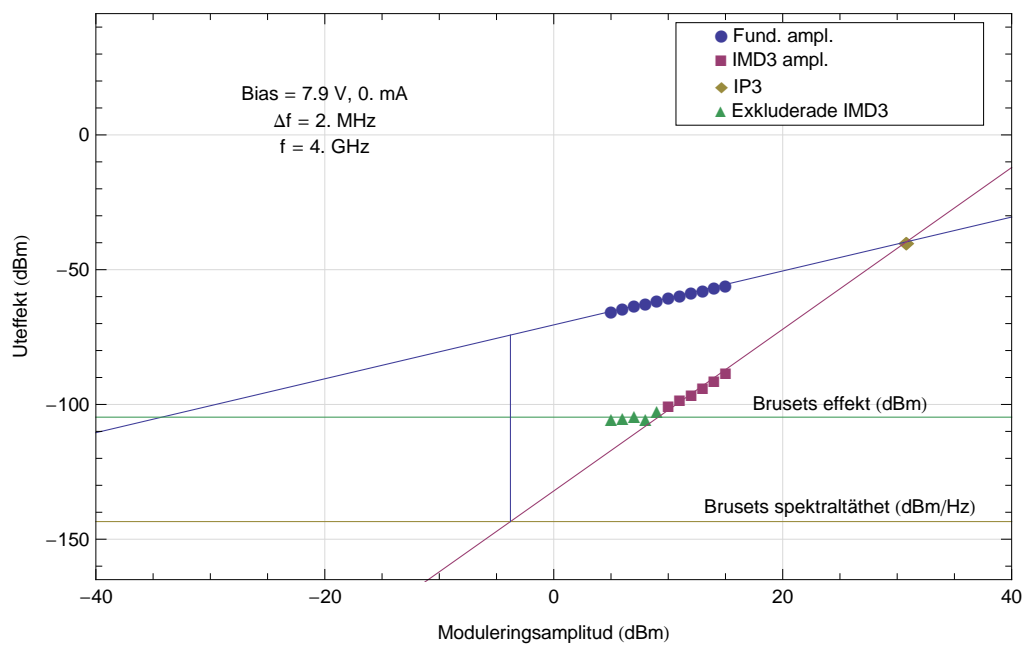
I figur 4.12, 4.13, 4.14 och 4.15 visas amplituden hos fundamentalen och tredje ordningens intermodulationsdistorsion som funktion av modulationsamplituden. Brusgolvets effekt och spektraltäthet från den korresponderande brusmätningen har ritats in. Värt att notera är att IMD3-punkter som legat för nära brusets effekt har markerats i graferna och exkluderats i efterföljande beräkningar. Rätta linjer har anpassats till fundamentalen och IMD3, för fundamentalen med lutning 1 och för IMD3 med lutning 3. Ur detta har SFDR-värdet beräknats. Lutningarna och SFDR förklaras i teoriavsnittet 2.4.

Många grafer har undersökts, nedan följer ett godtyckligt urval av dem där alla typer av grafer och intressanta effekter finns representerade. För varje laser gjordes urval gällande frekvens,

frekvensdifferens och biasering.

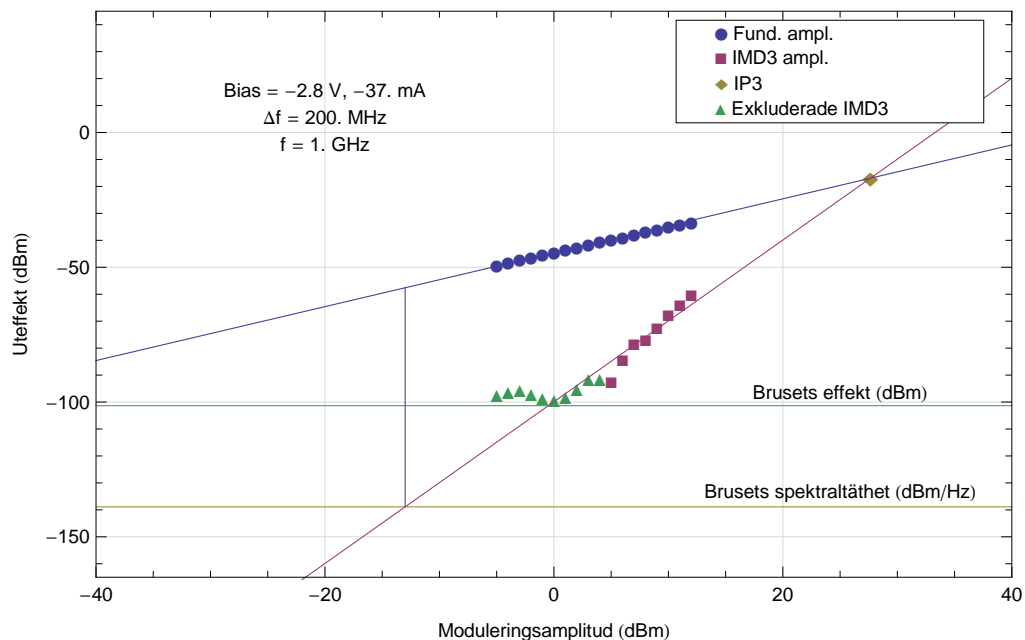
De beräknade SFDR-värdena presenteras i figur 4.16 och 4.17, där de är plottade som funktion av frekvensen hos fundamentalen med lägre frekvens.

Modulatorsystemets SFDR och IP3

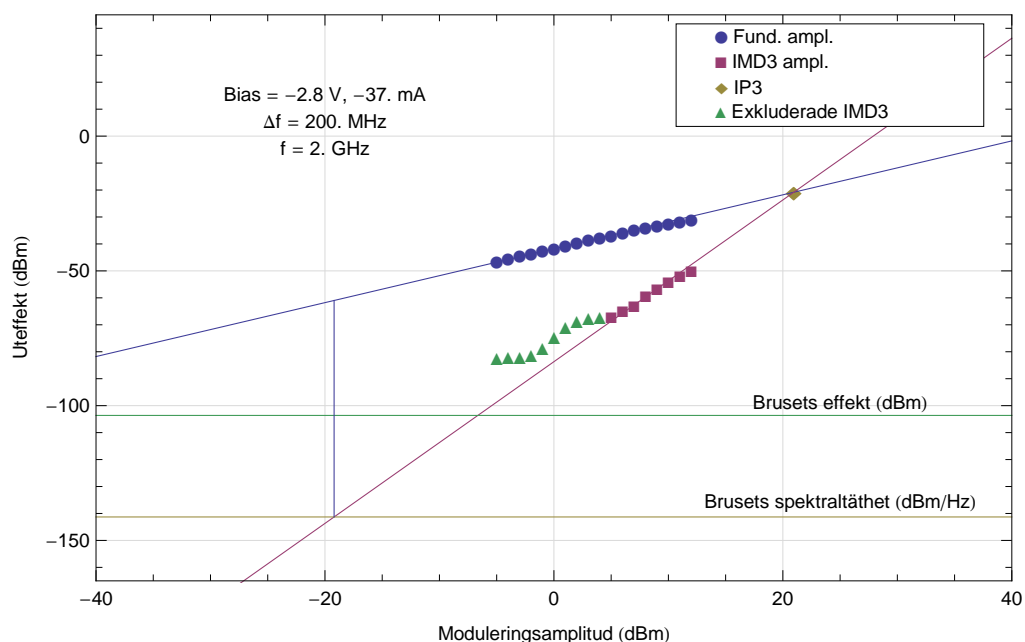


Figur 4.12: En SFDR-plot för modulatorsystemet som gav SFDR-värdet 69.19 dBHz^{2/3}, IIP3-värdet 30.81 dBm och OIP3-värdet -39.67 dBm.

DFB-laserns SFDR och IP3



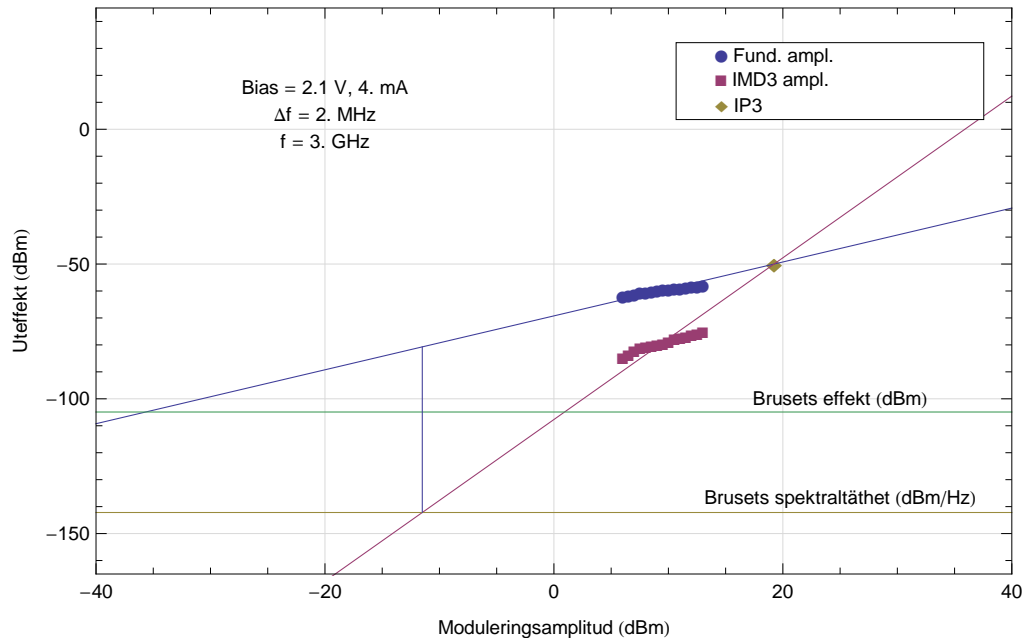
(a) Beräkningen vid 1 GHz gav SFDR-värdet $81.28 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 27.65 dBm och OIP3-värdet -16.96 dBm .



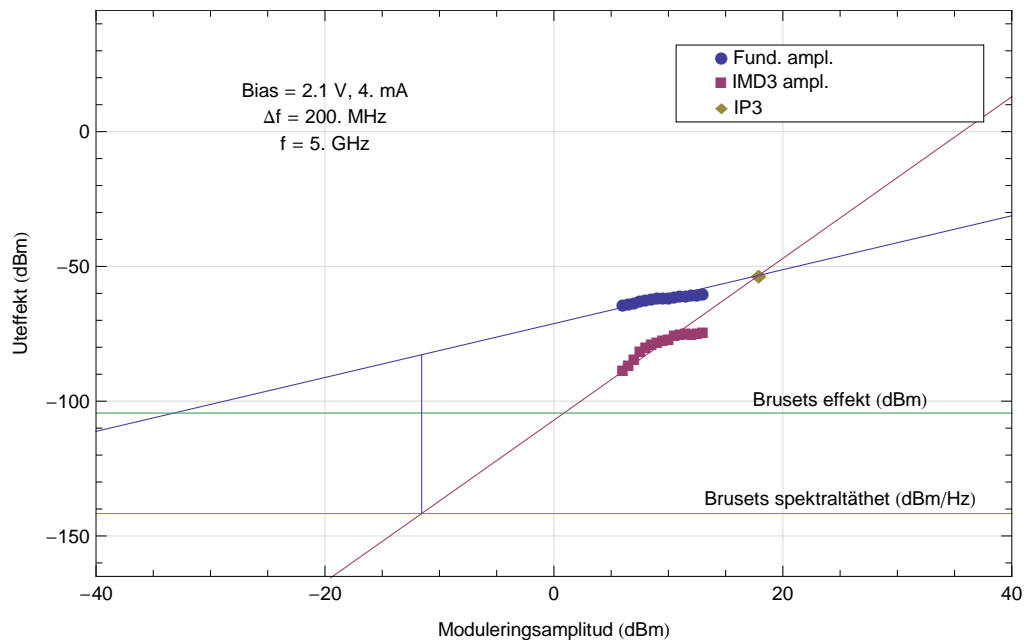
(b) Beräkningen vid 2 GHz gav SFDR-värdet $80.32 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 20.96 dBm och OIP3-värdet -20.82 dBm .

Figur 4.13: Två SFDR-plottar för DFB-lasern vid 1 respektive 2 GHz.

Den kommersiella VCSEL:ns SFDR och IP3



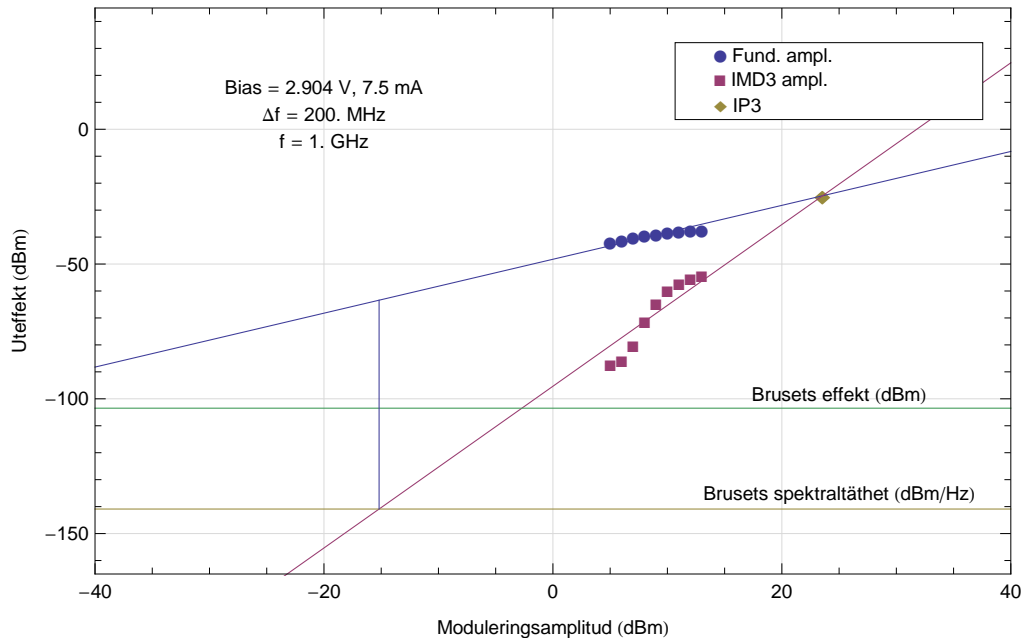
(a) Beräkningen vid 3 GHz och $\Delta f = 2$ MHz gav SFDR-värdet $61.45 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 19.23 dBm och OIP3-värdet -50.01 dBm .



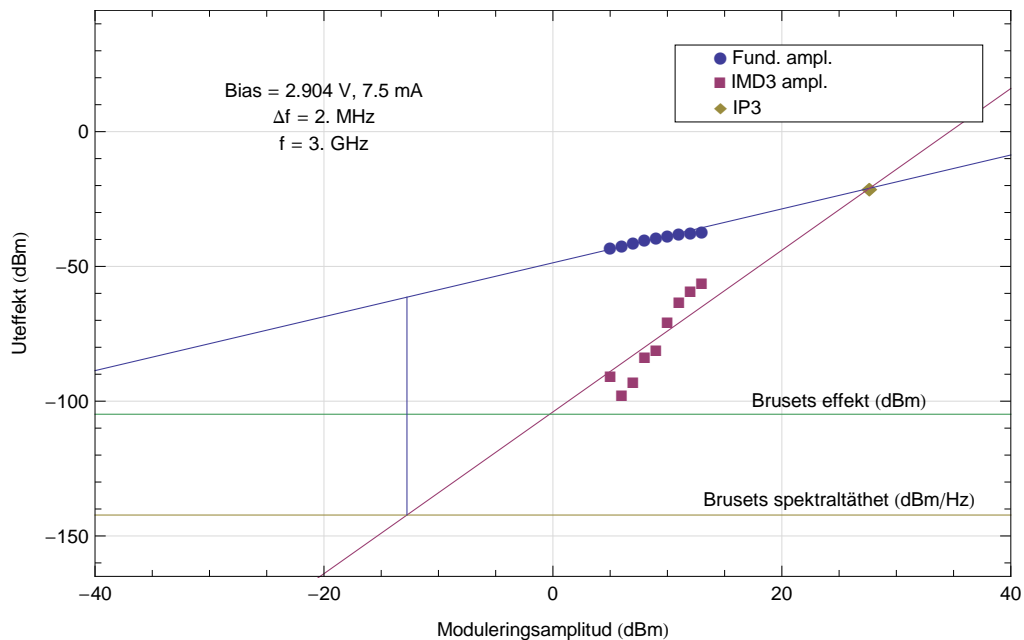
(b) Beräkningen vid 5 GHz och $\Delta f = 200$ MHz gav SFDR-värdet $59.93 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 17.91 dBm och OIP3-värdet -53.30 dBm .

Figur 4.14: Två SFDR-plottar för den kommersiella VCSEL:n vid 3 respektive 5 GHz.

Chalmers-VCSEL:ns SFDR och IP3



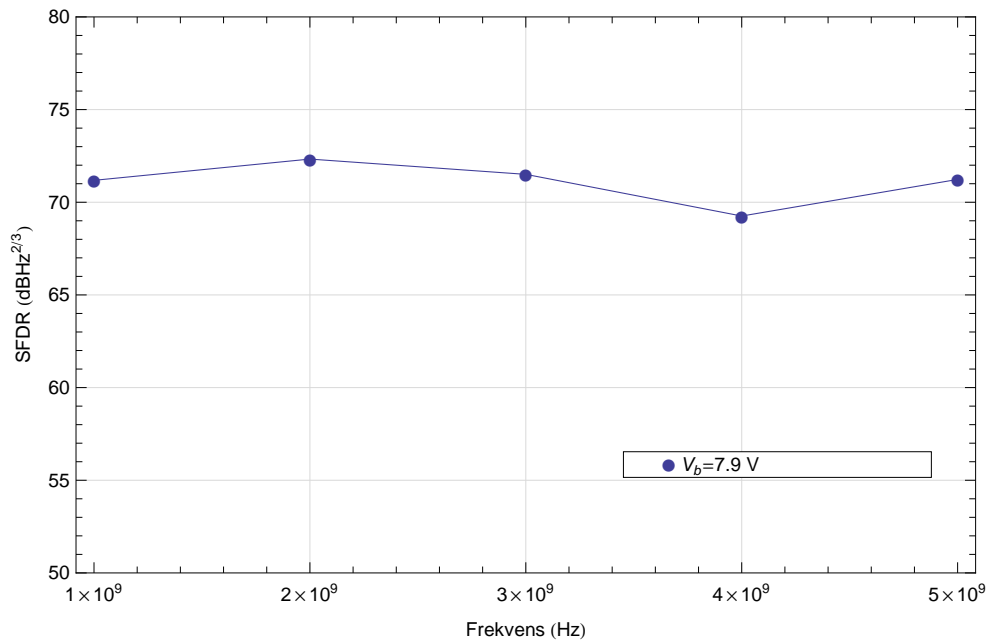
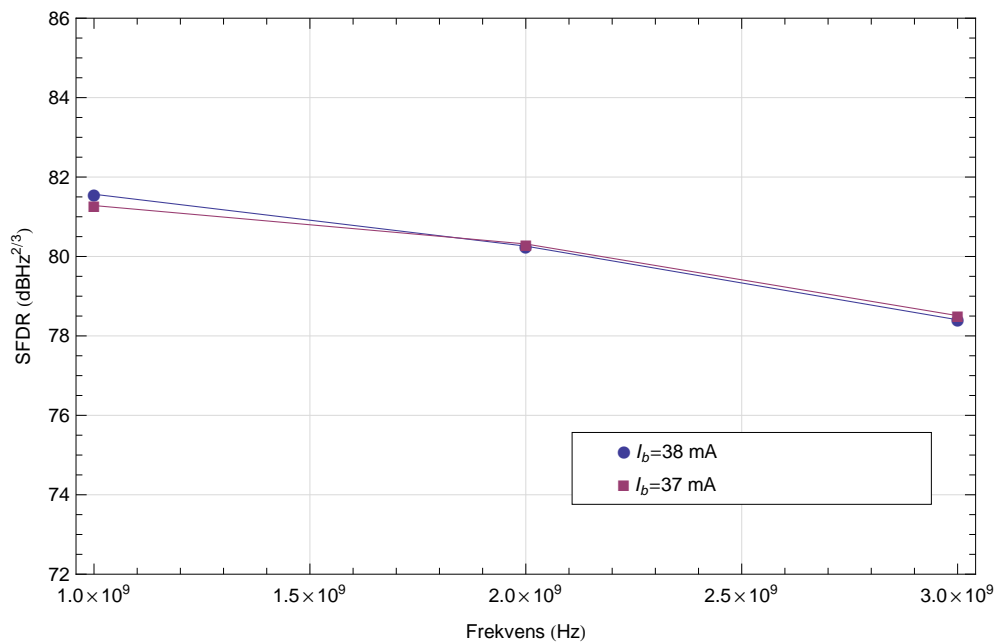
(a) Beräkningen vid 1 GHz och $\Delta f = 200$ MHz gav SFDR-värdet $77.48 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 23.56 dBm och OIP3-värdet -24.67 dBm .



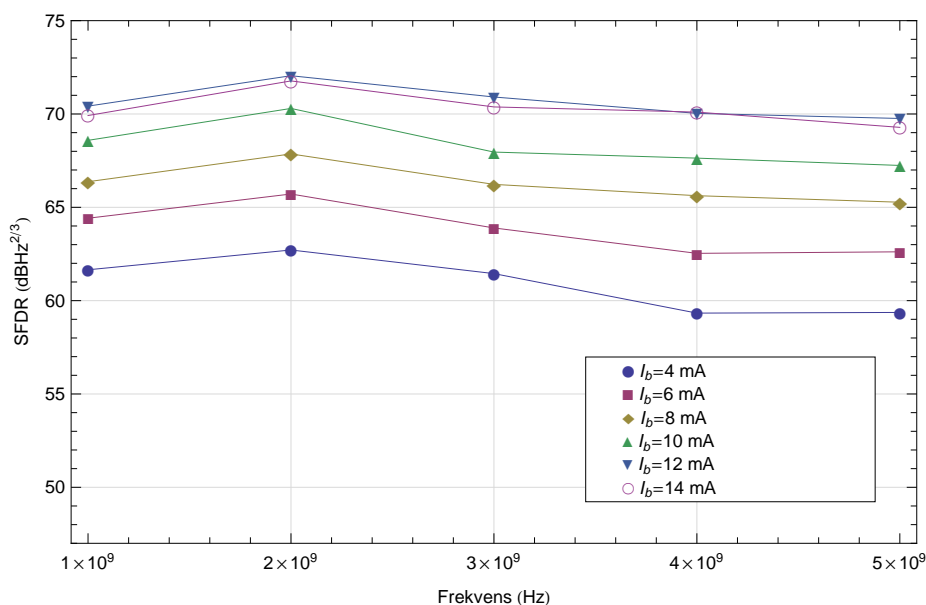
(b) Beräkningen vid 3 GHz och $\Delta f = 2$ MHz gav SFDR-värdet $80.83 \text{ dBHz}^{2/3}$, IIP3-värdet 27.66 dBm och OIP3-värdet -21.00 dBm .

Figur 4.15: Två SFDR-plottar för Chalmers-VCSEL:n vid 1 respektive 3 GHz.

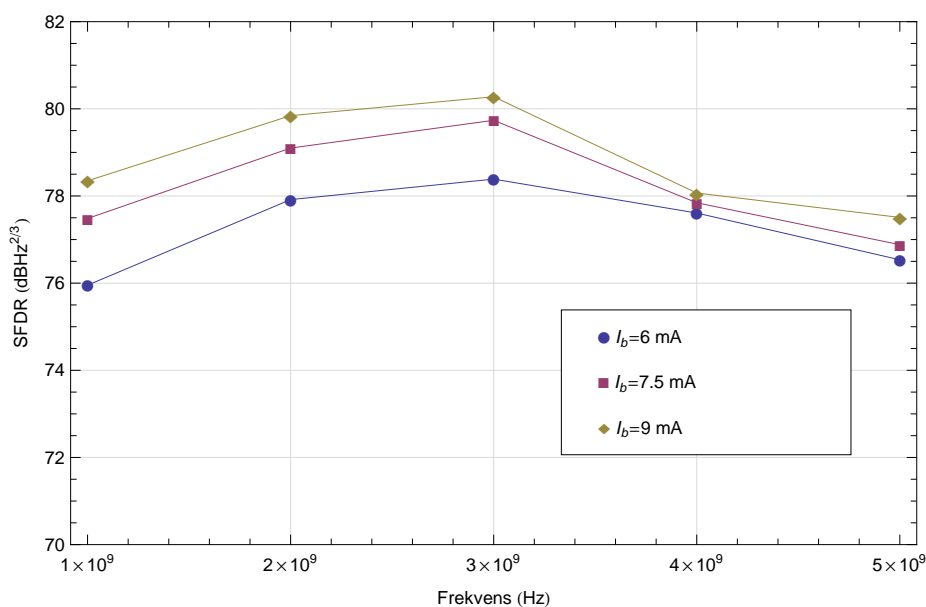
Modulatorsystemets och DFB-laserns SFDR mot frekvens

(a) Modulatorsystemets SFDR-värden för varierade frekvenser vid $\Delta f = 200$ MHz.(b) DFB-laserns SFDR-värden för varierade frekvenser och biasström vid $\Delta f = 200$ MHz.**Figur 4.16:** Modulatorsystemets och DFB-laserns SFDR-värden för olika frekvenser och biaseringar.

Den kommersiella VCSEL:ns och Chalmers-VCSEL:ns SFDR mot frekvens



(a) Den kommersiella VCSEL:ns SFDR-värden för varierade frekvenser och biasström vid $\Delta f = 2$ MHz.



(b) Chalmers-VCSEL:ns SFDR-värden för varierade frekvenser och biasström vid $\Delta f = 200$ MHz.

Figur 4.17: Den kommersiella VCSEL:ns och Chalmers-VCSEL:ns SFDR-värden för olika frekvenser och biaseringar.

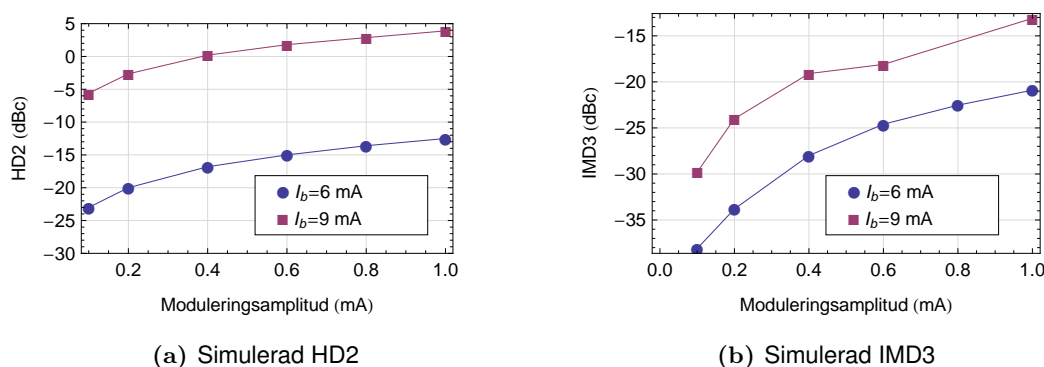
4.6 Datorsimulering

Vid varje simulering med givna parametrar (frekvens, frekvensskillnad, modulation och biasström) kunde ett frekvensspektrum ritas och distorsionsamplituderna avläsas. Ett exempel på ett sådant spektrum visas i figur 2.3.

Resultatet av distorsionssimuleringen för Chalmers-VCSEL:n visas i figur 4.18. Observera att distorsionen endast beror på biasströmmen och moduleringsamplituden. Detta på grund av att både IMD3- och HD2-värdena var helt oberoende av både frekvens f_1 och frekvensskillnad $f_2 - f_1$. Grafer på distorsionens frekvensberoende blir då helt konstanta i motsats till uppmätta resultat, t.ex. som i figur 4.6 och 4.9.

Observera att modulationen är mätt i mA och ej i dBm så en direkt jämförelse av modulationsamplituderna går ej att göra. Figurerna ger dock en möjlighet till kvalitativ beskrivning av beteendet. Detta behandlas mer ingående i diskussionen i avsnitt 5.1.

Det som kan utläsas i graferna är att båda distorsionerna ökar vid ökad modulation vid båda biaspunkterna. Föga förvånande är också att distorsionen alltid är högre vid 9 mA. Mer intressant är att skillnaden i distorsion mellan 6 och 9 mA är ungefär konstant och att HD2 vid $I_b = 9$ mA och mer än 0.4 mA modulation blir större än 0 dBc. Detta betyder att den harmoniska distorsionens amplitud är högre än fundamentalfrekvensens amplitud, vilket kan förklaras av överföringsfunktionens andragradsutseende vid $I_b = 9$ mA, se figur 4.3(a).



Figur 4.18: Simuleringsresultat. Simuleringen är gjord genom att modulera över DC-kurvan för Chalmers-VCSEL:n, se figur 4.3(a), där två biasströmmar på 6 mA och 9 mA är valda för att matcha de experimentella resultaten för Chalmers-VCSEL:n (jmf. figur 4.6 och 4.9). De är dock ej ritade på samma sätt eftersom simuleringarna inte hade ett frekvensberoende (rate-ekvationerna är inte med i simuleringen). Likt de experimentella mätningarna ökar distorsionen vid ökad modulation. Man ser en tydlig skillnad i distorsion vid modulation på toppen av DC-kurvan (vid 9 mA) jämfört med mitt på (vid 6 mA), speciellt för HD2 som ligger runt 0 dBc, vilket inte syns i de experimentella mätningarna. Moduleras lasern får den alltså ett linjärare beteende än vid DC-matning, se avsnitt 5.2.

Kapitel 5

Diskussion

I följande kapitel jämförs våra mätningar med teorin och möjliga förbättringar av modellerna diskuteras. Dessutom jämförs de olika lasrarna med varandra och en tidigare studie av en VCSEL. Felkällor och problem som uppstått diskuteras också. Utifrån detta vidareutvecklas möjliga förbättringar som kan utföras för att uppnå mer exakta mätningar.

5.1 Jämförelse mellan den teoretiska modellen och mätresultat

Ett av projektets syften var att dra slutsatser om hur väl den teoretiska modellen stämmer överens med verkligheten. Relevanta frågeställningar är t.ex. hur väl modellen förutser experimentens resultat och under vilka förutsättningar den kan förutse resultaten.

Det finns olika sätt att närmre undersöka hur väl Taylormodellen överensstämmer med mätningarna. Ett sätt är att utifrån den uppmätta distorsionen beräkna Taylorkoefficienterna i ekvation (2.1) med hjälp av ekvationerna i avsnitt 2.2.1 och 2.2.2. Beräkningen av koefficienterna reduceras till lösning av ett linjärt ekvationssystem. De beräknade Taylorkoefficienterna jämförs sedan med Taylorkoefficienterna för DC-karakteristiken. Problemet med detta tillvägagångssätt är svårigheter att jämföra uppmätt effekt för högfrekventa signaler med den uppmätta likströmmen för DC-karakteristiken. På grund av detta valde vi istället att simulera hur distorsionen blir utgående från DC-kurvan.

En datormodell skapades i Mathematica som kunde modulera direkt på vår uppmätta DC-kurva. Diskret Fouriertransform på utsignalen från datormodellen gav utsignalens frekvensspektrum. Detta kunde sedan användas för att jämföra utsignalen för olika biaseringar. I datormodellen motsvaras biaseringen av var på DC-kurvan vi placerar modulationens nollnivå.

Som exempel tittar vi på DC-kurvan för den Chalmerstillverkade VCSEL:n i figur 4.3(a). Den uppmätta DC-karakteristiken når ett maximum för 9 mA matström varefter uteffekten avtar för ökande ström. Om biaseringen sätts till 9 mA visar simuleringen (figur 4.18) att detta leder till en låg nivå på utsignalen jämfört med HD2 eftersom kurvan är platt på toppen. I Taylorutvecklingen av kurvan kring toppen dominerar andragradstermen eftersom kurvan där kan approximeras väl av ett kvadratisk polynom. Amplituden hos andra ordningens harmoniska

distorsion är proportionell mot andragradstermen i Taylorutvecklingen, se ekvation (2.4) i avsnitt 2.2.1. Detta medför att en sådan biasering gav mycket hög HD2, något vi inte ser i våra mätningar (figur 4.6). I simulationen var det en markant ökning av distorsion för både HD2 och IMD3 då biaseringen flyttades till toppen på DC-kurvan medan i experimenten minskade istället distorsionen. Detta visar på ett mer linjärt beteende då lasern moduleras än vid DC-matning, mer om detta i nästa avsnitt.

Dessutom ger mätningarna bättre dynamiskt omfång när vi biaserar med 9 mA, detta ses i figur 4.17(b). Detta tillsammans med oväntat lågt HD2, se figur 4.6(b), är en tydlig fingervisning om att Taylormodellen inte räcker till för att beskriva de icke linjära egenskaperna. För att kunna förklara dessa fenomen måste vi utvidga vår teoretiska modell.

5.2 Förbättring av den teoretiska modellen

Sambandet mellan inström och uteffekt förändras radikalt när vi går från likström till högfrekventa signaler. Där vi i likströmsfallet hade ett maximum får vi för högfrekventa signaler fortfarande ett användbart linjärt förhållande. För att förklara detta måste hänsyn tas till de differentialekvationer som styr förhållandet mellan koncentrationen av laddningsbärare och fotonernas koncentration i laserkaviteten, se avsnitt 2.6 där differentialekvationerna dessutom förklaras och exempel på nya uttryck för distorsionens amplitud ges. De nya uttrycken för distorsionens amplitud uppvisar ett beroende av signalernas frekvens. Eftersom Taylormodellen inte kan förutse detta frekvensberoende fungerar den endast tillfredställande för låga frekvenser. För frekvenser som närmar sig laserns relaxationsfrekvens måste hänsyn tas till andra effekter förutom laserns likströmskurva. Varken Taylormodellen eller modellen som utgår från rate-ekvationerna kan användas i hela spektrat. Taylormodellen fungerar för låga frekvenser och rate-ekvationerna är användbara vid höga frekvenser.

Att PI-kurvan når ett maximum, se figur 2.2, beror på att lasern blir varm. När lasern moduleras med högfrekventa signaler flyttas punkten där PI-kurvans maximum ligger till högre strömmar. Detta beror på att den genomsnittliga värmeutvecklingen i lasern minskar för höga frekvenser.

5.3 Jämförelse av lasrarna

Vi har lagt fokus på att jämföra den kommersiella och Chalmerstillverkade VCSEL:n med varandra. DFB-lasern är svår att jämföra med p.g.a. dess låga bandbredd på ungefär 3 GHz. Modulatorn går att jämföra med VCSEL:arna, men dess beräknade SFDR-värden är inte riktiga eftersom modulatorsystemets brus var för lågt för att kunna mätas.

När lasrarna jämförs måste hänsyn tas till att lasrarna har olika okända inimpedanser. Detta medför att det inte går att direkt jämföra olika lasrars IMD3- och HD2-värden vid en given modulationseffekt. SFDR går fortfarande att jämföra eftersom inimpedansens effekt på SFDR-mätningarna kommer innebära förskjutning i x-led vilket inte kommer förändra SFDR-värdet.

När vi tittar på frekvensberoendet hos HD2 och IMD3 för de olika lasersystemen ses att modulatorsystemet uppvisar ett svagare frekvensberoende än de andra systemen. Detta i kombination med att uppmätta IMD3-värden stämmer väl överrens med linjärpassningen i figur 4.12 leder

oss till slutsatsen att modulatorsystemet kan beskrivas väl av enbart Taylormodellen, åtminstone för frekvenser upp till 5 GHz.

Gemensamt för båda VCSEL:arna är att SFDR-värdena blir bättre med ökad biasström i det intervall som undersökts, se figur 4.17. Genomgående uppvisar Chalmers-VCSEL:n bättre SFDR-värden än den kommersiella. Chalmers-VCSEL:n och den kommersiella VCSEL:n uppvisar liknande värden för HD2, se figur 4.5 och 4.6. När IMD3 jämförs ses att IMD3 ökar ungefär lika mycket för båda VCSEL:arna när modulationseffekten ökar, ungefär 3 dBc per dBm, se figur 4.8 och 4.9.

5.4 Studiens tillförlitlighet

För att undersöka våra resultats rimlighet har de uppmätta distorsionerna för VCSEL:en jämförts med den tidigare nämnda studien [6].

Mätningarna av VCSEL:arnas HD2, som presenteras i figur 4.5(a) och 4.6(a), stämmer inte helt överens med de i [6], där distorsionen minskar för låga frekvenser. Det kan dock antas att skillnaden beror på olika relaxationsfrekvenser, se teoriavsnittet 2.6. Det skulle kunna innebära att den VCSEL vi mätt på har lägre relaxationsfrekvens än den som undersökts i [6]. Således skulle distorsionens avtagande inträffa vid frekvenser under de behandlade i denna rapport. Däremot stämmer IMD3-mätningarna i [6], där IMD3 i princip är frekvensoberoende, väl överens med de i figur 4.5(a) och 4.9(a).

VCSEL:arnas SFDR-värdens beroende av biaseringsströmmen, se figur 4.17, står i överensstämmelse med resultaten i [6]. De högre SFDR-värdena som uppnåddes där skulle kunna förklaras att det uppmätta bruset är laserns eget RIN (Relative Intensity Noise). Det brus som använts i denna rapport är uppmätt för hela systemet och dessutom utfördes endast brusmätningar av enklare karaktär än RIN.

5.5 Felkällor och problem

Det har förekommit periodiska störningar i mätdata, dessa har antagits bero på reflektioner i den elektriska domänen. Detta beror på att komponenterna inte är tillräckligt väl matchade vad gäller karaktäristisk impedans. På grund av detta uppstår konstruktiv och destruktiv interferens omvärtannat för ökande signalfrekvens. För att göra graferna mer överskådliga och minimera störningarna från reflektionerna har glidande medelvärdesbildningar med avseende på frekvens gjorts. Mätvärden som ligger nära varandra i frekvens har alltså medelvärdesbildats, d.v.s. kurvan har gjorts mjukare för att se trender bättre. Detta leder till att enskilda punkter på graferna inte motsvarar mätvärden.

Hos alla lasrar där biaseringsströmmen kunnat ändras blev SFDR-värdet bättre för högre biaseringsströmmar. Då lasrarna hade maxgränser på inströmmen fanns ingen möjlighet att hitta det bästa SFDR-värdet.

Det vore intressant att studera karakteristiken för ännu högre frekvenser, tyvärr var detta inte möjligt p.g.a. utrustningens begränsningar. Signalgeneratorerna kunde bara generera signaler

upp till 6 GHz. Både VCSEL:arna och modulatorn klarar av att modulera signaler vid högre frekvenser än så.

Spektrumanalysatorns egenbrus låg på ungefär -140 dBm/Hz. Detta begränsade våra brusmätningar eftersom systemet med extern modulator hade ett brus lägre än -140 dBm/Hz. Brusmätningarna med extern modulator ger alltså snarare en maximal nivå för systemets brus.

Experimentuppställningen var väldigt känslig för vidröring. Ibland räckte det att röra vid en kabel för att signalerna skulle försämrats avsevärt. Detta problem är ganska vanligt när man arbetar med högfrekventa signaler.

5.6 Möjliga förbättringar av mätmetoden

Bättre signalgeneratorer som kan generera signaler över 6 GHz hade gjort vissa av våra mätningar mer omfattande och intressanta. Vissa av lasrarna har troligen relaxationsfrekvenser över 6 GHz vilket gör att vi inte ser hur hela karakteristiken ser ut.

För att kunna mäta bruset hos systemet med extern modulator hade det behövts en spektrumanalysator med lägre egenbrus. Huruvida det är realistiskt att kunna mäta upp bruset hos det systemet är okänt. Spektrumanalysatorn tog dessutom en del tid på sig att hoppa mellan läsning av olika frekvenser, detta ledde till att mätningarna tog ganska lång tid. Hade den varit snabbare hade vi haft tätare mätpunkter och/eller fler mätningar.

Endast för Chalmers-VCSEL:n hittades den maximala uteffekten på DC-kurvan. Detta då de andra lasrarnas maximala tillåtna matningsström var för låg. För att hitta tydligare skillnader mellan Taylormodell och verklighet skulle högre biaseringsströmmar också behöva undersökas.

I stället för medelvärdesbildning bör man kunna minska reflektionernas påverkan redan i labbet genom att koppla in dämpare på lämpligt valda ställen.

Mätningar gjordes endast på fundamentalfrekvenserna, HD2 och IMD3. Det upptäcktes först efter att den Taylormodell-baserade simuleringen gjorts att även IMD2 på frekvensen $f_1 + f_2$ bör vara intressant, se figur 2.3. Amplituden på IMD2 är enligt Taylormodellen alltid dubbelt så hög, d.v.s. 3 dB högre, än HD2 och förutsatt att $f_2 - f_1 \ll f_1$ så kommer den ligga nära HD2 i frekvens.

Kapitel 6

Slutsats

Detta kapitel behandlar slutsatserna som kan dras från vårt kandidatarbete. De teoretiska modellernas giltighet för både likström och högfrekventa signaler diskuteras. Vidare diskuteras vilka faktorer som påverkar distorsionen.

6.1 Likströmsbeteende

Att bestämma biaseringsström genom att leta efter den mest linjära delen av DC-kurvan ger inte optimalt resultat. Kurvorna 4.3(a) och 4.17(b) visar detta tydligt, eftersom bäst SFDR-värde inte uppnås i den mest linjära delen av DC-kurvan. Detta tyder på att det icke-linjära beteendet hos VCSEL:arna inte är likadant för signaler med olika frekvenser. För att maximera SFDR för en viss frekvens bör således mätningar med olika biasering göras på lasern med signaler i det givna frekvensområdet.

För den testade Chalmerstillverkade VCSEL:n hittades det bästa beteendet för höga frekvenser vid en biaseringsström på 9 mA. Gemensamt för alla undersökta lasrar var att optimala biaseringsströmmar för högfrekventa signaler såg ut att vara uppenbart icke-optimala lägen, sett till likströmskaraktistiken.

6.2 De teoretiska modellerna

Då likströmskurvan i figur 4.3(a) inte stämmer överens med beteendet hos högfrekventa signaler som skickats in har Taylormodellen ifrågasatts. Rate-ekvationerna beskriver till viss del frekvensberoendet, dock kan de inte beskriva beteendet vid låga frekvenser. Detta innebär att ingen av modellerna kan beskriva beteendet i hela frekvensspektrumet.

6.3 Distorsion

Som nämnts i föregående avsnitt, skiljde sig optimal biaseringsström hos lasrarna från det som likströmskurvorna förutsåg. HD2- och IMD3-värdena för lasrarna minskade när biaseringsströmmen ökades och optimal biaseringsström kunde inte hittas p.g.a. att lasrarna hade övre gränser på tillåten inström och/eller ineffekt.

HD2- och IMD3-värdena ökade när moduleringsamplituden ökades, vilket är rimligt då en större del av kurvan approximeras sämre av en linje än en mindre del gör. Dessutom impliceras att beroendet mellan IMD3 och frekvensseparationen mellan de två signalerna, Δf , är försumbart, se figur 4.10. Detta gäller även för den simulerade kurvan, se avsnitt 4.6.

6.4 Dynamiskt omfång

Bland VCSEL:arna hade den Chalmerstillverkade lasern bättre SFDR-värden än den kommersiella. SFDR-värdena för DFB-lasern är högre än hos VCSEL:arna på låga frekvenser, men den kunde inte moduleras över 3 GHz. Inga riktiga SFDR-värden kunde mätas för den externt modulerade lasern då brusnivån var för låg för att kunna uppmätas. SFDR-värdena hos de olika lasrarna jämfördes mer ingående i avsnitt 5.3.

6.5 Avslutning

Om lasrarna ska bedömas utifrån deras prestanda anser vi att modulatorens presterar bäst. Detta beror på att den är väldigt frekvensoberoende och uppvisar hög SFDR. I realiteten har den antagligen ännu högre SFDR då brusgolvet troligtvis är lägre än vad vi mätt upp. Problemet med modulatorsystem är att kostnaden blir förhållandevis hög.

För användning i stor skala i tillämpningar där kostnad är en viktig faktor är VCSEL:n ett bättre alternativ. Speciellt eftersom både tillverkning och testning går att utföra till ett lägre pris. Chalmers-VCSEL:n uppvisade goda SFDR-värden i jämförelse med den kommersiella VCSEL:n och verkar därför vara ett steg i rätt riktning för att kunna bli en viktig beståndsdel i framtidens kommunikationsnätverk.

Litteraturförteckning

- [1] S. Y. Sohn, Y. Kim, and H. Y. Hwang, "Demand forecasting of high-speed Internet access service considering unknown time-varying covariates," *Computers & Industrial Engineering*, vol. 54, no. 1, pp. 45 – 52, 2008.
- [2] T. Ida and T. Kuroda, "Discrete choice analysis of demand for broadband in Japan," *Journal of Regulatory Economics*, vol. 29, pp. 5–22, 2006.
- [3] S. Yoo, "Energy efficiency in the future Internet: The role of optical packet switching and optical-label switching," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 17, pp. 406 –418, march-april 2011.
- [4] Y. Xiao, X. Du, J. Zhang, F. Hu, and S. Guizani, "Internet protocol television (IPTV): The killer application for the next-generation internet," *Communications Magazine, IEEE*, vol. 45, pp. 126 –134, november 2007.
- [5] J. Berthold, A. A. M. Saleh, L. Blair, and J. M. Simmons, "Optical networking: Past, present, and future," *J. Lightwave Technol.*, vol. 26, pp. 1104–1118, May 2008.
- [6] P. Westbergh, E. Söderberg, J. S. Gustavsson, A. Larsson, Z. Zhang, J. Berggren, and M. Hammar, "Noise, distortion and dynamic range of single mode 1.3 μm InGaAs vertical cavity surface emitting lasers for radio-over-fibre links," *IET Optoelectronics*, vol. 2, no. 2, pp. 88–85, 2008.
- [7] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, B. Kögel, Å. Haglund, A. Larsson, and A. Joel, "Speed enhancement of VCSELs by photon lifetime reduction," *Electronics Letters*, vol. 46, no. 13, pp. 938–940, 2010.
- [8] P. Westbergh, J. Gustavsson, B. Kögel, Å. Haglund, A. Larsson, A. Mutig, A. Nadtochiy, and D. Bimberg, "850 nm VCSEL operating error-free at 40 gbit/s," in *Semiconductor Laser Conference (ISLC), 2010 22nd IEEE International*, pp. 154–155, sept 2010.
- [9] C. von Schultz, "Ytlaser från Chalmers sätter fartrekord." Ny Teknik http://www.nyteknik.se/nyheter/innovation/forskning_utveckling/article3121003.ece, mars 2011.
- [10] M. Sauer, A. Kobayakov, and J. George, "Radio over fiber for picocellular network architectures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3301–3320, 2007.
- [11] E. Bravi, V. Moeyaert, S. Betti, M. Giaconi, J.-C. Froidure, L. Ghislain, and M. Blondel, "Experimental and theoretical evaluation of distortion effects on scm optical transmissions

- due to the joint action of static chirping, dynamic chirping and dispersive channel,” *Photonic Network Communications*, vol. 2, no. 4, pp. 393–401, 2000.
- [12] O. V. Sinkin, *Calculation of Bit Error Rates in Optical Fiber Communications Systems in the Presence of Nonlinear Distortion and Noise*. PhD thesis, University of Maryland, 2006.
 - [13] A. Larsson, *Semiconductor Optoelectronics – Device Physics and Technologies*. Photonics Laboratory, Department of Microtechnology and Nanoscience – MC2, Chalmers University of Technology, 2009.
 - [14] C. H. Cox, III, *Analog Optical Links – Theory and Practice*. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
 - [15] “Fourier – Wolfram Mathematica 8 documentation.” <http://reference.wolfram.com/mathematica/ref/Fourier.html>, 2011.
 - [16] G. B. Folland, *Fourier analysis and its applications*, vol. 4. Pacific Grove, California: Wadsworth & Brooks/Cole Advanced Books & Software, 1992.
 - [17] D. M. Pozar, *Microwave and RF Wireless Systems*. New York: John Wiley & Sons, 2nd ed., 2000.
 - [18] J. J. O’reilly and H. M. Salgado, “Distortion analysis of semiconductor lasers: A caution,” *Electronic letters*, vol. 27, no. 2, pp. 956–947, 1991.
 - [19] J. Wang, M. K. Haldar, and F. V. C. Mendis, “Formula for two-carrier third-order intermodulation distortion in semiconductor laser diodes,” *Electronics Letters*, vol. 29, no. 15, pp. 1341–1343, 1993.
 - [20] J. Blair and F. Clayton, “Intermodulation distortion in multi-carrier operation of semiconductor lasers,” in *Analogue Optical Communications, IEE Colloquium on*, pp. 1/1 –1/5, dec 1989.
 - [21] S. Yu, “Nonlinear dynamics of vertical-cavity surface-emitting lasers,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 35, pp. 332 –341, mar 1999.

Bilaga A

Förkortningar och enheter

Förkortningar

DBR Distributed Bragg Reflector

DC Direct Current (Likström)

DFB Distributed Feedback Laser

HD2 Harmonic Distortion of 2nd order (Andra ordningens harmoniska distorsion)

IMD3 Intermodulation Distortion of 3rd order (Tredje ordningens intermodulationsdistorsion)

IP3 3rd order Intercept Point (Tredje ordningens skärningspunkt)

IIP3 Input 3rd order Intercept Point (Tredje ordningens skärningspunkt refererad till insignalen)

OIP3 Output 3rd order Intercept Point (Tredje ordningens skärningspunkt refererad till utsignalen)

PI-kurva Kurva med laserns uteffekt som funktion av inström

SFDR Spurious Free Dynamic Range (Dynamiskt omfång)

VCSEL Vertical Cavity Surface Emitting Laser (Ytemitterande laser)

Enheter

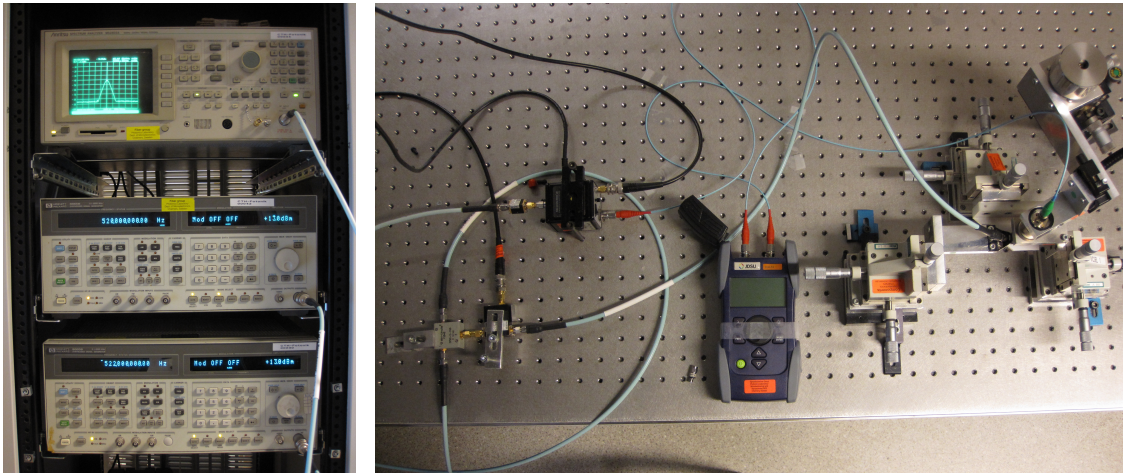
dBc Effekt i dB relativt bärfrekvensens effekt

dBm Effekt i dB relativt 1 mW

Bilaga B

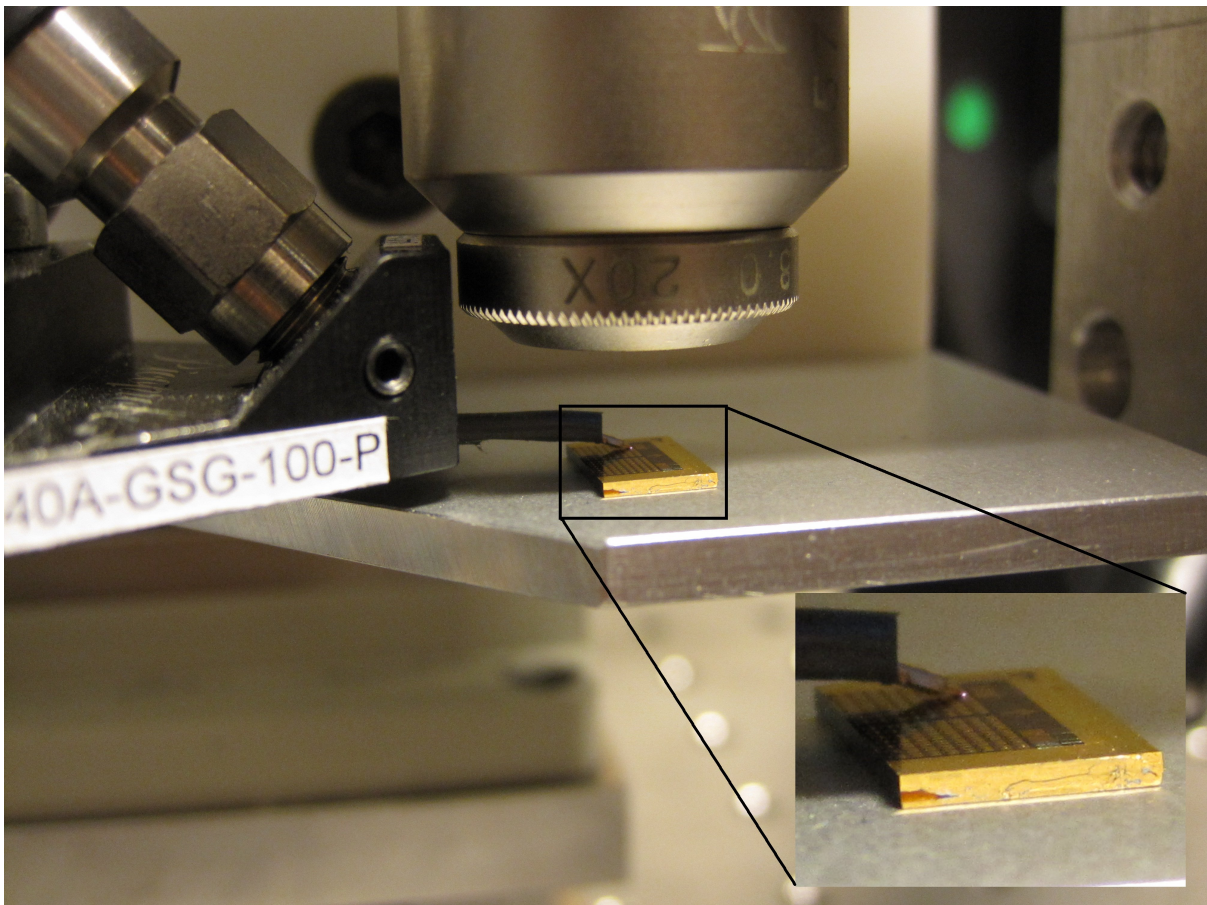
Utrustningslista och bilder av laborationsupptällningen

- Spektrumanalysator Anritsu MS2802A
- 2 st Frekvensgeneratorer HP 8665B
- Dator utrustad med GPIB-buss och Matlab
- Chalmerstillverkad VCSEL, Oxide Aperture high-speed VCSEL gen 2 mask-set, chip 10B8, Aperturdiameter $7\ \mu\text{m}$, Mesadiameter $18\ \mu\text{m}$
- Kommersiell VCSEL Zarlink 120286v2b
- DFB Mitsubishi FU-66SDF
- External Cavity Laser
- Mach-Zehnder modulador
- Objektiv för fokusering av ljus till optisk fiber
- Optisk fiber, multimod
- Optisk attenuator JDSU OLA-54
- Fotodetektor New Focus Model 1481 och 1434
- Optisk effektmätare Agilent Technologies N3970A
- Likströmsblockerare Picosecond Pulse Labs 5501A och 5555
- Summator Mini-Circuits 15542
- Bias-tee Picosecond Pulse Labs 5541A
- Likströmskälla Yokogawa 7651
- Probe för anslutning till Chalmerstillverkad VCSEL
- SMA-kablar



(a) Spektrumanalysator övertill (b) Komponenterna från vänster till höger: summator, bias-tee, diod- och Frekvensgeneratorer nedtill detektor, optisk attenuator, VCSEL.

Figur B.1: Foton på uppställning



Figur B.2: Chippet med VCSEL:arna tillverkade på Chalmers, monterat under objektivet som fokuserar in ljuset i den optiska fibern. Signalen ansluts med proben från vänstersidan i bilden. Notera att kameran verkar se laserljuset trots våglängden på 850 nm.

Bilaga C

Insamling av data

Mätningarna skedde genom att köra ett script i Matlab som kommunicerade via GPIB med signalgeneratorerna och spektrumanalysatorn.

Koden för att läsa in data var uppbyggd enligt följande mall:

Sätt intervall för frekvens, df och modulationsamplitud.

Initiera signalgeneratorer och spektrumanalysator

Loopa över frekvenser på generator 1

 Loopa över frekvens+deltaf på generator 2

 Loopa över modulationsamplituder på båda generatorerna

 Läs av värdet på fundamentaltopparna samt IMD3topparna

 Spara ner värdet till fil

 Avsluta loop

 Avsluta loop

Avsluta loop

Stäng av generator 2

Loopa över frekvenser på generator 1

 Loopa över modulationsamplituder på generator 1

 Läs av värdet på fundamentaltopparna samt HD2topparna

 Spara ner värdet till fil

 Avsluta loop

Avsluta loop

Stäng av generator 1

Loopa över frekvenser på spektrumanalysatorn

 Läs av bruset i punkten både i dBm och dBm/Hz

 Spara ner värdet till fil

Avsluta loop

I varje punkt där avläsning skulle ske lästes värdet av 10 gånger, utom på brusmätningarna där det lästes 30 gånger. Detta medelvärdesbildades sedan för att motverka störningar i våra data innan det sparades ner till disken.

Bilaga D

Mathematicakod för spektrumanalys

Förjande funktion har använts för att sampla och generera ett spektrum för en given funktion `amplFunction`. Övriga inargument är samplingfrekvens och upplösning. Returvärde är en matris $\{\{f_0, Y_0\}, \dots, \{f_{N-1}, Y_{N-1}\}\}$ med varje frekvens och dess amplitud.

```
Spectrum[amplFunction_, samplingFreq_, freqResolution_] :=  
  Module[{sweepTime, n, y, A, f},  
    sweepTime = 1./freqResolution;  
    n = Round[samplingFreq/freqResolution, 2];  
    y = amplFunction[Range[0., sweepTime, sweepTime/(n-1)]];  
    Y = 2Abs[Fourier[y, FourierParameters -> {-1, -1}]] [[;, n/2]];  
    f = Range[0, Length[Y]-1] freqResolution;  
    {f, Y} // Transpose  
  ]
```