

CUPRINS:

Obiectivele generale	Pag. 1
Obiectivele fazei de executie	Pag. 2
Rezumatul etapei	Pag. 3
Introducere	Pag. 5
1. Realizarea dispozitivului experimental de control al emisiei haotice prin modulare, in curent (CI) si electro-optica (EO). Optimizarea dispozitivului si stabilirea conditiilor de reproductibilitate.	Pag. 6
1.1. Montajul experimental. Optimizarea dispozitivului.	
1.2. Controlul dinamici haotice prin modulare in curent. Procesarea datelor cu coduri dedicate scrise în MatLab. Corelarea datelor si interpretarea rezultatelor.	
1.3. Parametrii tehnologici. Conditiiile de reproductibilitate.	
1.4. Controlul dinamicii haotice prin modulare electro-optica.	
2. Realizarea dispozitivului experimental de cuplare a doua sisteme haotice si experimentarea acestuia pentru sincronizarea haotica de tip master-slave sub influenta modulării.	Pag. 33
2.1. Schita tehnica. Montaj experimental.	
2.2. Dinamica haotica si spectrul de emisie al sistemului LSCE in conditii de sincronizare haotica.	
2.3. Sincronizare haotica sub influenta modularii in curent. Procesarea datelor cu coduri dedicate scrise în MatLab. Demonstrarea functionalitatii solutiei de cuplaj.	
3 Analiza numerica a influentei modularilor CI, EO, de faza, si PZ asupra emisiei sistemului laser haotic; Identificarea modelului teoretic si numeric de cuplare optica a sistemelor laser haotice si analiza numerica a influentei modularii asupra cuplarii sistemelor haotice.	Pag. 53
3.1. Analiza numerica a influentei modularilor CI, EO, de faza, si PZ asupra emisiei sistemului laser haotic;	
3.2. Identificarea modelului teoretic si numeric de cuplare optica a sistemelor laser haotice si analiza numerica a influentei modularii asupra cuplarii sistemelor haotice.	
4. Optimizarea dispozitivului opto-mecanic de control a feedback-ului optic si evaluarea parametrilor tehnici;	Pag. 77
5. Diseminarea de informatii	Pag. 80
6. Concluzii	Pag. 81
7. Bibliografie	Pag. 83
8. Anexa I si Anexa II	Pag. 85

Obiectivele generale

Dezvoltarea de sisteme experimentale pentru generarea si controlul comportarii haotice a laserilor cu semiconductori si punerea la punct de modele numerice dedicate. Cresterea competitivitatii cercetarii romanesti in domeniul studiului haosului generat de sisteme laser cu cavitata externa in vederea dezvoltarii de tehnologii cu potential de aplicare in transmiterea codificata de informatie.

Obiectivele fazei de executie

Optimizarea dispozitivului experimental de obtinere a emisie laser haotice; controlarea emisiei haotice prin modularea in curent si electro-optica; si stabilirea conditiilor de reproductibilitate pentru obtinerea dinamicii haotice de tip LFF.

Realizarea dispozitivului experimental de cuplare a doua sisteme haotice si experimentarea acestuia pentru sincronizarea haotica de tip master-slave in absenta modurarii externe, dar si in prezenta acesteia;

Evaluarea performantelor dispozitivelor experimentale si procesarea si interpretarea datelor;

Simularea numerica a emisiei haotice in conditii de control prin modulare in curent, electro-optica, in faza si amplitudine; identificarea modelului teoretic si numeric de cuplare optica a sistemelor laser haotice si analiza numerica a influentei modularii asupra cuplarii sistemelor haotice.

Optimizarea dispozitivului opto-mecanic de control a feedback-ului optic intr-un sistem LSCE.

Diseminarea informatiilor.

Rezumatul fazei

In etapa de lucru actuala si ultima a proiectului s-a optimizat sistemul experimental Laser cu Semiconductor - Cavitate Externa (LSCE) de punere in evidenta a emisiei laser haotice si de control a dinamicii haotice prin modulare in curent si, preliminar, prin modulare electro-optica; s-a realizat montajul de cuplaj optic a sistemelor haotice LSCE; s-a studiat influenta modularii asupra dinamii haotice a radiatiei in conditii de sincronizare haotica; s-a analizat numeric (simulare) influenta modularii asupra emisiei laser haotice a unui sistem LSCE si asupra cuplajului sistemelor haotice; s-a optimizat montura opto-mecanica de positionare precisa; s-au disseminat rezultatele prin publicarea unui articol intr-o revista cotate ISI (Physica Scripta), publicarea unui capitol de carte (la Editura Universitatii din Bucuresti); participarea cu trei lucrari la conferinte, nationale si internationale.

Montajul experimental dezvoltat in etapele precedente a fost optimizat avand in vedere utilizarea lui atat in studiul dinamicii haotice in conditii de control prin modulare, cat si in studiul sincronizarii dinamicii haotice a sistemelor LSCE. In paralel cu dezvoltarea si optimizarea sistemului experimental s-au determinat conditiile de reproductibilitate, respectiv s-au determinat domeniile de valori ale parametrilor de operare ai sistemului experimental in functie de parametrii tehnologici pentru care se pot obtine dinamici haotice de tipul fluctuatiilor de joasa frecventa (LFF – low-frequency fluctuation).

Masuratorile si analizele realizate au aratat ca fluctuatiile de joasa frecventa ale sistemului ECSL se pot controla prin modularea a curentului de injectie, iar acestea devin mult mai ordonate atunci cand semnalul de modulare este apropiat de frecventa naturala de oscilatie a LFF ale laserului. Se pot obtine LFF cu o periodicitate diferita de cea naturala prin cresterea frecventei semnalului de modulare cu aproximativ 40%, ceea ce conduce la observarea a doua frecvente dominante. LFF-urile au fost analizate statistic utilizand entropia Shannon si raportul dintre doua variabile nou introduse, faza fluctuatiilor de joasa frecventa ale laserului si faza modulatorului, faze care se modifica periodic in timp.

Simularile numerice si masuratorile au aratat ca rata LFF ale unui sistem LSCE pot fi controlate print-un modulator de faza plasat in cavitate. Intarzierea periodica introdusa de modulator in drumul optic al fasciculului din cavitate conduce la ordonarea si regularizarea fluctuatiilor de joasa frecventa. Gradul de sincronizare dintre fluctuatiile LFF laser si modulator sunt analizate prin cele doua metode, entropia Shanon si raportul de cuplare dintre fazele laserului (LFF) si a modulatorului.

Din punct de vedere ale aplicatiilor sistemului ECSL, dintre care cea mai studiata este sincronizarea haotica, este important ca regimul fluctuatiilor de joasa frecventa sa fie stabil. Aceasta

stabilitate se poate obtine, atat in operarea monomod a diodei laser pentru feedback selectiv pe lungimea de unda, cat si multimod cu feedback selectiv sau neselectiv, dar in aceste din urma cazuri, pentru o functionare la puteri mai mari decat in cazul functionarii monomod. In cazurile monomod si multimod de operare, domeniile de putere obtinute sunt specifice fiecarui set de parametrii de operare, corespunzator unor parametrii tehnologici si sistemului, ca lungimea cavitatii si reflectivitatea elementului optic extern.

Proiectarea si realizarea dispozitivului experimental de sincronizare haotica a avut ca punct de plecare primul montaj LSCE dezvoltat. Avand ca baza specificatiile tehnice ale acestuia s-a realizat un al doilea sistem LSCE identic constructiv cu primul. In aceasta etapa s-a studiat cuplajul haotic bidirectional, respectiv cuplajul in conditii de injectie de radiatie in ambele cavitati, cele doua sisteme cuplate fiind reprezentate de un sistem LSCE - master si o dioda laser fara feedback -slave. Prin modificarea parametrilor de operare s-au indus modificari in dinamica laser in asa fel incat spectrul de emisie laser, intensitatea laser si spectrele de putere au indicat diferite regimuri de sincronizare. Pentru doua lungimi diferite ale cavitatii externe s-au obtinut starile de sincronizare intarziata, fara intarziere si anticipata prin modificare usoara a curentului de injectiei si a temperaturii de termostatare a celor doua diode laser.

S-au realizat masuratori privind controlul dinamicii haotice pentru o sincronizare in schema de cuplaj Master-Slave (solutia aleasa pentru montajul experimental de cuplaj) si s-a pus in evidenta posibilitatea controlarii prin modulare in curent a dinamicii haotice. Sistemul experimental de cuplaj dezvoltat reprezinta o solutie tehnologica de laborator, care permite verificarea si experimentarea diferitelor metode de control prin modulare, pentru diferite componente opto-mecanice si optice, in scopul imbunatatirii parametrilor tehnologici si de functionare, cu aplicabilitate in transmiterea optica de informatie pe purtatoare haotica. Rezultatele masuratorilor reprezinta si premisele realizarii pe viitor a unui dispozitiv compact de punere in evidenta si control a dinamicii haotice cu specificatii tehnice asemanatoare cu cele ale sistemului experimental dezvoltat, care poate fi studiat si testat in aplicatii in cadrul laboratoarelor institutiilor de invatamand de profil.

S-a analizat, de asemenea, numeric influenta modularilor in curent, electro optica, in amplitudine si faza, si mecanica asupra emisiei laser haotice si s-a dezvoltat un model de simulare a cuplajului sistemelor haotice pentru analiza influentei modularii asupra cuplajului.

S-a optimizat montura opto-mecanica de pozitionare precisa ce este compusa dintru sistem de pozitionare pe 5 axe si un sistem de rotatie in jurul axei verticale.

Introducere

Diodele laser cu feedback optic sunt o categorie de sisteme neliniare care prezinta o varietate de dinamici haotice. Comportamentul lor deosebit este legat de existenta simultana a doua scale temporale diferite: un regim de joasa frecventa cu fluctuatii mari numite fluctuatii de joasa frecventa (LFF) cu valori in domeniul de banda joasa pana la 100 MHz, cand se pot observa caderi ale puterii laser pana aproape de zero, si un regim de oscilatii rapide cu valori in jur de 1 GHz, atunci cand puterea laser revine la valoarea medie [1.13]. Oscilatiile haotice se obtin atunci cand laserul este supus unui feedback optic asigurat de un element optic reflectator externa plasata in drumul fasciculului lasere emis [3.1]. Cuplajul a doua sisteme laser haotice identice, sau cuplajul dintre un sistem haotic si unul fara fluctuatii haotice, poate duce la sincronizarea totala a dinamicilor emisiilor laser, iar acest comportament da sperantele in realizarea de comunicatii securizate criptate cu haos intre sisteme de acest fel [1.14]. Un subiect de mare interes il reprezinta realizarea controlului dinamicii haotice [1.15] prin modulare in curent (si ca noutate, prin modulare electro-optica si mecanica) a diodei laser la frecvente joase [1.1, 1.16-1.17]. Modularea curentului de injectie la frecvente inalte are ca rezultat sincronizarea fluctuatiilor de joasa frecventa cu semnalul de modulare [1.11].

In aceasta etapa s-a studiat atat experimental, cat si numeric, influenta modularii curentului de injectie a diodei laser si a modularii electro-optice in faza asupra dinamicii emisiei haotice a unui sistem LSCE. Pentru o configuratie de montaj experimental de cuplaj optic master – slave s-a studiat influenta modularii in curent asupra dinamicii sincronizarii haotice [1.4]. Starea de sincronizare dintre laser si modulatorul extern s-a analizat prin realizarea unei statistici a caderilor in putere emisa de laser. Aceasta analiza utilizeaza entropia Shannon de evaluare a distributiei intervalelor de timp dintre caderile la zero consecutive. De asemenea, starea de sincronizare dintre laser si modulatorul extern s-a investigat prin introducerea a doua noi variabile, faza laserului si faza modulatorului, si evaluandu-se in timp raportul dintre aceste doua faze [3.9].

1. Realizarea dispozitivului experimental de control al emisiei haotice prin modulare in curent (CI) si electro-optica (EO). Optimizarea dispozitivului si stabilirea conditiilor de reproductibilitate.

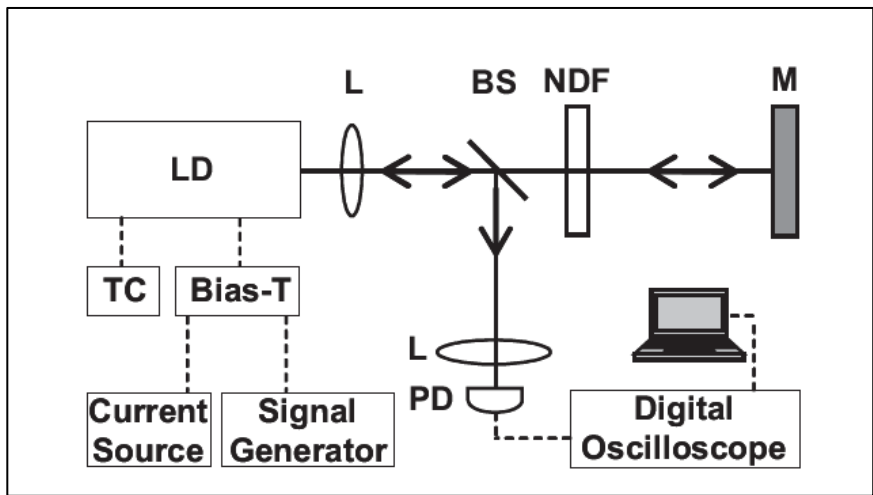
In etapa de lucru actuala si ultima a proiectului s-a avut in vedere optimizarea sistemului experimental Laser cu Semiconductor - Cavitata Externa (LSCE) de punere in evidenta a emisiei laser haotice si de control prin modulare in curent si, preliminar, prin modulare electro-optica. Montajul experimental dezvoltat in etapele precedente a fost optimizat avand in vedere utilizarea lui atat in studiul dinamicii haotice in conditii de control prin modulare, cat si in studiul sincronizarii dinamicii haotice a sistemelor LSCE. In paralel cu dezvoltarea si optimizarea sistemului experimental s-au determinat conditiile de reproductibilitate, respectiv s-au determinat domeniile de valori ale parametrilor de operare ai sistemului experimental in functie de parametrii tehnologici pentru care se pot obtine dinamici haotice de tipul fluctuatiilor de joasa frecventa (LFF – low-frequency fluctuation), in raport cu care s-a studiat dinamica haotica si cuplajul sistemelor haotice.

1.1. Montajul experimental. Optimizarea dispozitivului.

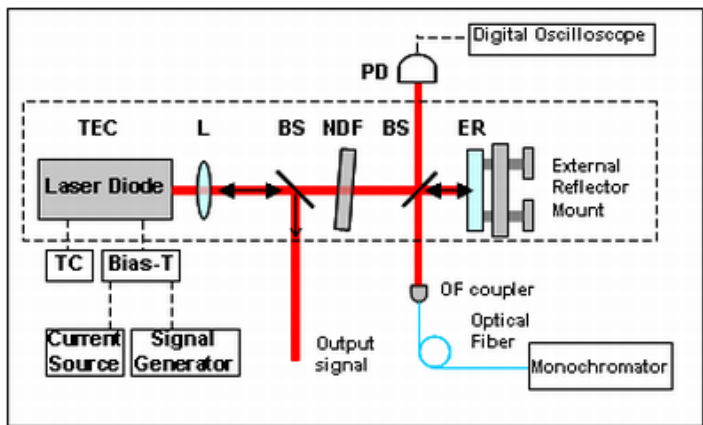
Sistemul experimental LSCE dezvoltat in etapele precedente ale proiectului a fost optimizat in etapa curenta pentru realizarea concomitenta (fara modificari in montajul experimental) de masuratori privind atat controlul dinamicii haotice prin modulare in curent si electro-optica intru-un singur sistem LSCE, cat si sincronizarea dinamicii haotice a doua sistem LSCE cuplate optic. Elementele optice si subansamblele opto-mecanice utilizate sunt cele descrise in etapele precedente ale proiectului, cu deosebirea ca in aceasta etapa s-a avut in vedere si testarea monturii specializate de pozitionare a elementului reflectator extern (ER) realizata de partenerul 2 al proiectului.

In figura 1.1.1 este reprezentata schema montajului experimental LSCE, varianta intermediara – realizata in etapa trecuta, si varianta finala, optimizata. In varianta optimizata s-a optat pentru plasarea unui al doilea divizor de fascicul in cavitata externa (T:R/50:50) a sistemului LSCE pentru separarea fascicului optic destinat sistemul de detectie si analiza, de fascicului optic ce poate fi utilizat la cuplarea sistemelor LSCE. In acest montaj dinamica emisiei laser haotice este monitorizata atat in absenta unui cuplaj optic, cat si in prezenta acestuia, comparandu-se succesiv cele doua dinamici doar prin opturarea mecanica a drumului optic al fascicului destinat cuplajului optic. Introducerea celui de-al doilea divizor de fascicul in cavitata externa a avut insa ca rezultat si o diminuare a fractiei din puterea laserului intoarsa (feedback-ului optic) la nivelul mediului activ laser al diodei. Insa, pentru obtinerea domeniului

de valori ale feedback-ului optic necesar aparitiei fluctuatiilor de joasa frecventa (LFF- low-frequency fluctuation), scaderea feedback-ului optic a fost compensata prin cresterea transmisiei filtrului neutru continuu variabil (NDF).



a)



b)

Figura 1.1.1. Schema montajului experimental de control prin modularea curentului de injectie: a) varianta intermediara; b) varianta finala; LD, dioda laser; L, sistem de colimare; BS, divisor de fascicul; NDF, filtru neutru continuu variabil; ER, reflector extern (M, oglinda); PD, fotodetector; TC, modul de control al temperaturii; TEC, montura cu element de termostatare; Bias-T, multiplexor de domenii de frecventa; Parametrii de functionare in regim de fluctuatii de joasa frecventa: $I_{th} = 54 \text{ mA}$. $I = 55 \text{ mA}$. $T = 24 \text{ }^\circ\text{C}$.

Monitorizarea dinamicii haotice in aceasta configuratie a montajului a avut avantajul ca s-a evitat ca fractia din intensitatea laser destinata sistemului de detectie si analiza sa fie divizata din fasciculul util necesar in cuplajul sistemelor haotice. Aceasta configuratie permite studierea dinamicii haotice in functie de gradul de aliniere dintre sistemele LSCE fara sa fie perturbat sistemul de detectie din cauza deplasarii milimetrice a spotului laser incident pe detectori. Astfel, intensitatea semnalului furnizat de detectori va

fi direct proportional numai cu valoarea intenitatii laser din cavitate, si nu va depinde de diferitele geometrii de aliniere. De asemenea, fractia din intenitatea laser trimisa spre detectori se poate stabili astfel incat aceasta sa fie pe tot parcursul masuratorilor/functionarii sistemului mai mare decat limita de detectie a fotodetectorului.

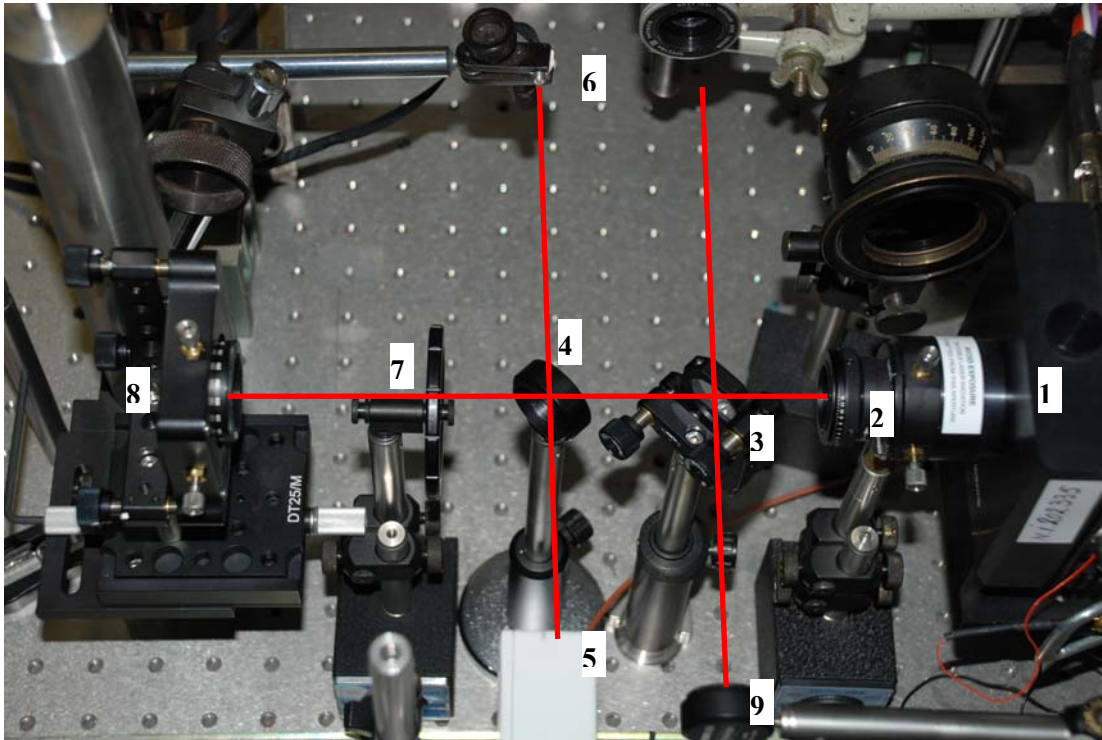


Figura 1.1.2. Imaginea montajului experimental LSCE. 1- TEC, montura diodei laser cu element de termostatare si sistem de colimare; 2 – Diafragma utilizata in etapa de aliniere a sistemului LSCE; 3 – BS 1; 4 – BS 2; 5 –PD, fotodetector; 6 – Fibra optica; 7 - NDF, filtru neutru; 8 - ER, reflector optic extern si montura acestuia; 9 - PM, power-metru. Lungimea cavitatii externe in acest caz este de 30 cm.

In figura 1.1.2 este prezentata o imagine a montajului experimental cu subsambele constituate (monturi opto-mecanice, elemente optice si fotodetector).

Dioda laser este stabilizata utilizandu-se o unitate de control a curentului de injectie si a temperaturii de termostatare tip Lightwave LDC-3724B, prin intermediul monturii diodei tip Lightwave LDM-4412 care contine doua elemente de termostatare tip Peltie de 16 W.

Dinamica haotica a emisiei laser a sistemului LSCE se obtine ca urmare a feedbackului optic (intorcerea unei parti din radiatie la nivelul jonctiunii diodei laser) asigurat de elementul reflectator extern (in cazurile din etapa curenta fiind o oglinda cu reflectivitate totala). Laserul este reprezentat de o dioda laser Mitsubishi tip ML101J8. Putere maxima de 40mW se obtine la parametrii optimi de functionare in unda continua (CW), respectiv la $I=109\text{mA}$ si $T=24^{\circ}\text{C}$, la lungimea de unda de $\lambda=663\text{ nm}$. In absenta

feedback-ului optic dioda laser prezinta un curent de prag de emisiei laser la $I_{0th}=54$. In acest caz emisia laser este monomod transversal si longitudinal cu $FWHM = 0.04nm$ (Figura 1.1.2a). In figura 1.1.3b este reprezentat spectrul emisiei laser la curentul de prag laser si in absenta feedbackului optic. In acest caz emisia laser prezinta o banda larga corespunzator emisiei multimod, Distanța modală este in acest caz de $\Delta\lambda\sim 0.550$ nm, care este specifica diodei laser utilizate cu $\lambda = 663$ nm si dimensiuni medii ale mediului activ de ordinul ~ 0.4 mm.

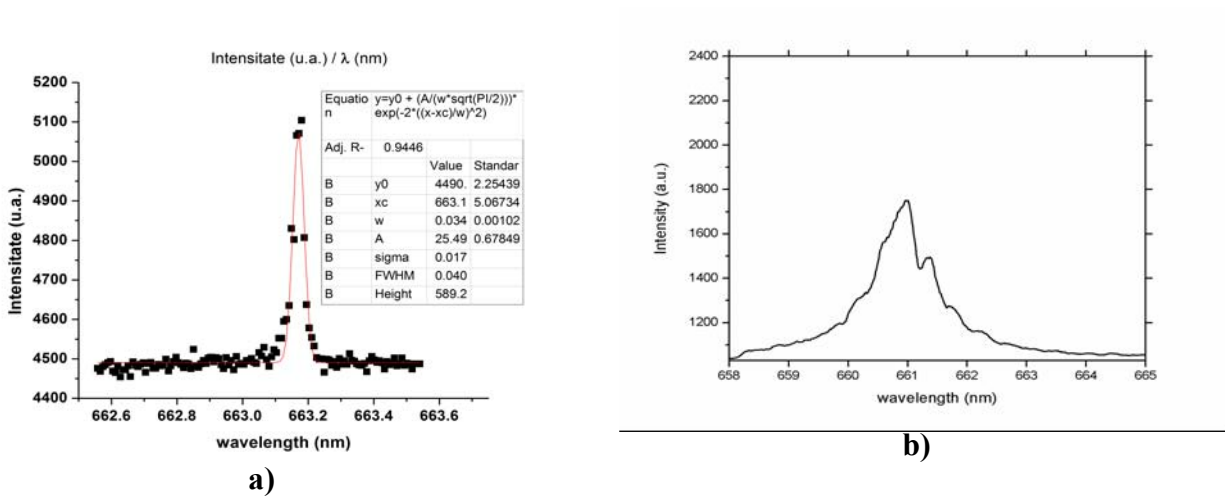


Figura 1.1.3. Spectrul de emisie al diodei laser: a) pentru functionarea la parametrii optimi si b) pentru functionarea la curentul de prag al emisiei laser. Parametrii de functionare:

a) $T=25^{\circ}C$, $I_{0th}= 54mA$ si $I=109mA = 2 * I_{0th}$,
 $P_0=40mW$, $\lambda =663.1nm$, $FWHM=0.04nm$.

b) $T=20^{\circ}C$, $I_{th}= 53mA$ si $I = 55mA = 1.04 * I_{th}$, $P_0 =1.2$
 mW (fara feedback), $\lambda \sim 661nm$, $FWHM =1nm$

Cavitatea externa este formata intre reflectatorul optic extern si fereastra de emisie chipului laseri. Radiatia divergenta emisa de dioda laser este colimata cu un sistem optic cu distanta focala de $f=5$ mm si $NA= 0.50$ incorporat in montura diodei laser (TEC). Valoarea feedback-ului optic (exprimat prin coeficientul de feedback γ ca raport dintre puterea laser reinjectata la nivelul mediului activ laser si puterea emisa de laser) este controlata prin intermediul filtrului neutru continuu variabil (NDF) a carei transmisie se poate varia continuu de la 0 la 100% prin rotirea in jurul axei. O fractie de 0.33 din puterea laser emisa de dioda in conditii de feedback optic este cuplata in afara cavitatii prin intermediul beamsplitter-ului (pozitia 3 din imagine), pentru utilizarea in masuratorile de cuplaj. O alta fractie de 0.33 din puterea ce se stabileste in cavitate externa a sistemului LSCE (BS din pozitia 4 din imagine) este utilizata pentru monitorizarea in timp real a dinamicii emisiei laser. Semnalul optic este achizitionat prin intermediul fotodetectorului ET-2030A (Laser 2000) cu amplificator pe baza de Si cu o largime de banda

de la 75 kHz la 1.2GHz si un timp de raspuns de < 0.5 ns, cuplat cu un osciloscop digital Tektronix DPO7254 (largime de banda de 2.5 GHz) care este utilizat pentru inregistrarea si analiza seriei temporale a emisiei laser. Rata de samplare utilizata pe parcursul masuratorilor a fost de intre 5 si 10GS/s. Spectrul de emisie al sistemului LSCE s-a masurat utilizand un monocromator Princeton Instruments (tip Acton SpectraPro 2750) cu rezolutia optica de 0.02 nm. Puterea totala din cavitatea externa s-a monitorizat trimitind o fractie de 0.33 din intensitatea incidenta pe BS din pozitia 3 la power-metru (pozitia 9 din imagine).

In figura 1.1.4 este prezentat schema montajului experimental LSCE cu posibilitate de studiere a dinamicii haotice sub influenta, atat a modularii curentului de injectie, cat si a modularii electro-optice. Acest montaj este cel prezentat in figura 1.1.1b la care s-a mai adaugat o cavitate tip bucla in cavitatea externa in care s-a plasat un modulator electro-optic in faza (eoPM), un izolator optic pentru asigurarea unidirectionalitatii radiatiei prin modulatorul electro optic si un opturator mecanic pentru activarea sau nu a cavitatii tip bucla. Astfel, in aceasta configuratie a montajului experimental se poate studia emisia laser haotica si dinamica haotica a sincronizii sistemelor haotice in aceleasi conditii experimentale, alternativ, sub influenta modularii in curent si a modularii electro-optice in faza.

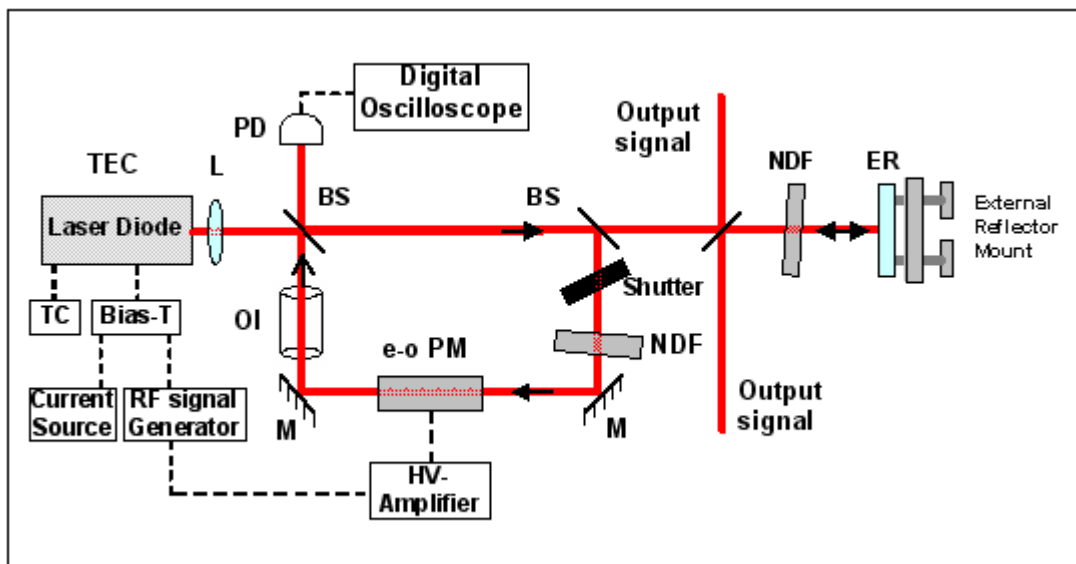


Figura 1.1.4. Schema montajului experimental de control, alternativ, prin modulare a curentului de injectie sau electro-optica; M, oglinda; Shutter, opturator mecanic; e-o PM, modulator electro-optic in faza, HV-amplifier, amplificator de inalta tensiune; OI, izolator optic;

Modulatorul electro-optic in faza avut in vedere pentru realizarea masuratorilor de control prin modulare este modelul 360-80P Phase Shifter (Polytec / Conoptics Inc.) cu sensibilitatea de 26mrad/V @830 nm si destinat domeniului spectral 600 – 1200nm. Materialul din care este realizat cristalul

modulatorului este LTA (Lithium Tantalate), care necesita o tensiune la jumătate din unda ($V_{1/2}$ – half wave voltage) relativ scăzută în comparație cu alte tipuri de cristale, respectiv de 120 V la lungimea de undă de 663nm. $V_{1/2}$ este tensiunea necesară unui modulator ce operează la o lungime de undă dată pentru tranziția între starea închisă la starea deschisă. Sursa utilizată pentru asigurarea tensiunii de lucru necesare modulatorului, este un amplificator de înaltă tensiune model 550 HV-Amplifier (Polytec / Conoptics Inc.) cu domeniul de frecvențe 50 kHz – 500 MHz (-3 dB), având tensiunea maximă la vârf a semnalului de ieșire de 125 Volt p-p și puterea de 50W. Semnalul RF de modulare este asigurat de un generator de semnal cuplat cu amplificatorul de înaltă tensiune.

Amplificatorul poate funcționa, în aceeași configurație, și ca sursă de alimentare și control pentru un modulator piezo electric (PZ), numai că în acest caz montura elementului reflectator extern trebuie înlocuită cu un modulator piezo electric de care se atașează elementul reflectator extern.

Pentru alinierea modulatorului în fază, care este unul cu câmp transversal (tensiunea aplicată este perpendiculară pe direcția de propagare optică), lumina polarizată liniar trebuie să treacă prin modulator în așa fel încât planul de polarizare să fie paralel.

1.2. Controlul dinamici haotice prin modulare in curent. Procesarea datelor cu coduri dedicate scrise în MatLab; corelarea datelor; interpretarea rezultatelor.

In cazul montajul din figura 1.1.1b, semnalul de radio frecventa (rf, de modulare) s-a atasat componentei continue a curentului de alimentare al diodei utilizand u dispozitiv electronic tip bias-Tee (tip ZFBT-6GW) care asigura mixajul celor doua semnale. Semnalul de rf sinusoidal aplicat a fost furnizat de catre un generator de semnal tip WW 5061 Tabor Electronics. Intervalele de inregistrare a semnalului optic a fost de 2×10^{-10} s. Pentru realizarea statisticii caderilor la zero ale intensitatii s-au evaluat in jur de 5×10^5 puncte [1.9].

S-au efectuat masuratori moduland cutentul de injectie la valori ale frecventelor corespunzatoare frecventelor naturale de oscilatie ale fluctuatiilor de joasa freventa. Parametrii de operare a sistemului LSCE in regim de fluctuatii de joasa frecventa au fost curentul de injectie $I = 55$ mA, temperatura de termostatare $T=24$ °C si lungimea cavitatii externe $L_{ext}=30$ cm. S-a dorit realizarea unei corelarii a ratelor de cadere la zero ale intensitatii emisiei laser cu amplitudinea si frecventa semnalului de modulare. La o prima estimare s-a observat ca fluctuatiile de joasa frecventa devin mai regulate atunci cand laserul este modulat la o frecventa mai apropiata de frecventa LFF dominata a oscilatiilor laserului nemodulat. Modularea la o frecventa distincta de frecventa LFF dominanta a oscilatiilor induce semnalului haotic o grupare a caderilor la zero dupa doua frecvente, cea naturala dominanta a LFF si cea de modulare, numarul evenimentelor regulate (a caderilor la zero ale intensitatii) fiind mai mare pentru frecventa indusa de modulator [1.1-1.3].

In experimente starea de sincronizarea dintre laser (a fluctuatiilor de joasa frecventa) si modulatorul extern s-a studiat prin realizarea unei statistici a caderilor la zero ale intensitatii emisiei laser (puterii emise de laser). In acest scop s-a dezvoltat un program ce se bazeaza pe entropia Shannon de evaluare a distributiilor intervalelor de timp dintre evenimente (caderi la zero) consecutive in intensitatea laser [1.4-1.5]. De asemenea, sincronizarea dintre laser si modulator este investigata prin introducerea a doua noi variabile, faza laserului, si respectiv, faza semnalului de modulare. [1.6]. Raportul dintre cele doua faze este determinat pe parcursul evolutiei in timp a dinamicii haotice a emisiei laserului. Dinamica emisiei diodei laser sincronizate haotic cu un modulator extern este, calitativ vorbind, este asemanatoare rezonantei coerente deterministice observata atunci cand unul dintre parametrii sistemului, cum ar fi curentul de injectie, este usor modificat [1.6].

Curentul de injectie al diodei laser se compune din componenta continua si cea de rf, astfel $I(t) = I_{dc} + I_m \cos(\omega_m t)$, unde $\omega_m = 2\pi f_m$ este frecventa modulatorului, iar f_m reprezinta frecventa setata a modulatorului extern. Factorul de modulare este in acest caz dat de relatia $m = I_m / I_{dc}$.

In absenta unui semnal de modulare extern, intervalele de timp dintre caderile la zero ale intensitatii laser (LFF) emise de sistemului LSCE (functionand la parametrii mentionati la inceputul paragrafului 1.2.) sunt distribuite intre $0.01 \mu\text{s}$ si $0.9 \mu\text{s}$, cu o frecventa dominanta la 6.45 MHz ($0.155 \mu\text{s}$). Modularea laserului la frecventa de 7 MHz (Figura 1.2.1), corespunzatoare unei perioade de $0.1428 \mu\text{s}$, determina, la amplitudini relativ mici, caderi ale puterii laser cu o periodicitate apropiata de aceasta frecventa. In figura 1.2.1 f_m a fost mentinuta constanta la 7 MHz si a fost marit m cu m de la 5×10^{-3} in (a) la 3.4×10^{-2} si 5.7×10^{-2} in (b), respectiv (c).

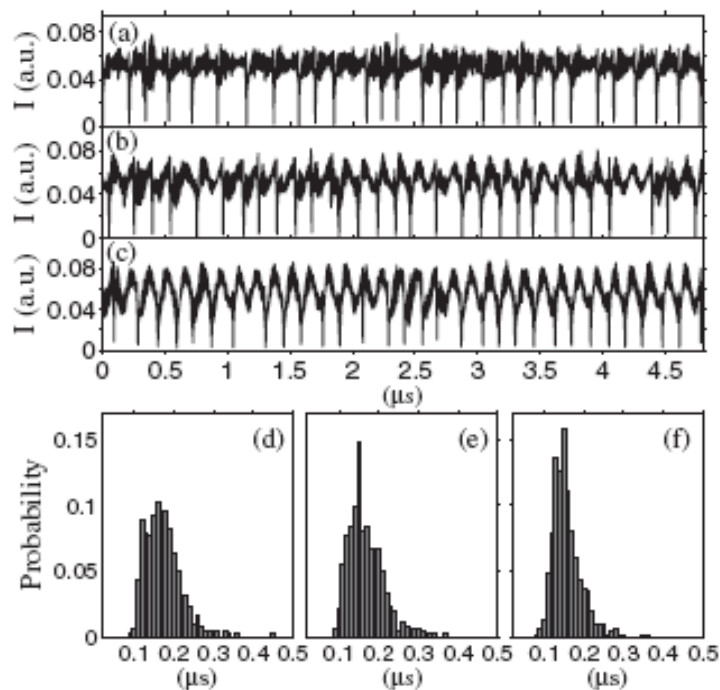


Figura 1.2.1. Seria temporală a intensitatii laser pentru modularea la 7 MHz in (a)-(c) și statistica cadrelor la zero a puterii in (d)-(f), pentru $m = 5 \times 10^{-3}$; $m = 3.4 \times 10^{-2}$; și respectiv $m = 5.7 \times 10^{-2}$

In figura 1.2.1a semnalul de modulare produce mici modificari in emisia laser. Cand amplitudinea semnalului de modulare creste, fluctuatiile de joasa frecventa devin mai regulate in timp si tind sa urmareasca semnalul de modulare, figurile 1.2.1b si c). De asemenea, amplitudinea maxima a semnalului de modulare a fost suficiente de tare pentru a determina o modulare de pana la 50% din amplitudinea medie a semnalului laser (Figura 1.2.1c).

Modularea laserului la frecventa de 10 MHz modifica dinamica laserului generand caderi ale puterii laser cu o periodicitate diferita de valoarea intrinseca a laserului de $0.155 \mu\text{s}$, respectiv la $0.1 \mu\text{s}$, astfel incat concomitent se observa fluctuatii de joasa frecventa cu doua perioade diferite, cea naturala a oscilatiilor LFF si cea de modulare. Astfel, la frecventa de 10 MHz (Figura 1.2.2), efectele modularii devin mult mai evidente atunci cand valoarea factorului de modulare m creste de la 5×10^{-3} la 3.5×10^{-2} si 5.8×10^{-2} in figurile 1.2.2b) si respectiv c).

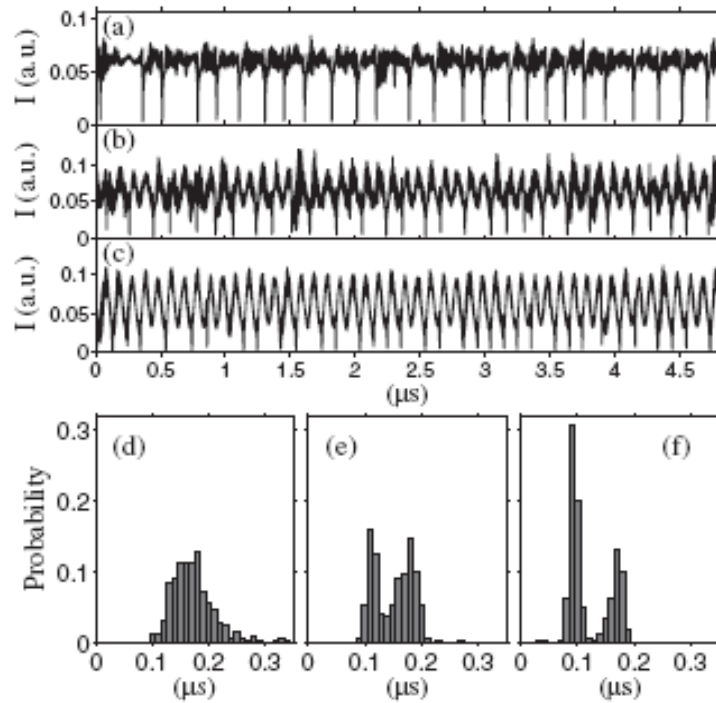


Figura 1.2.2. Seria temporală a intensitatii laser pentru modularea la 10 MHz in (a)-(c) și statistica cadrilor la zero a puterii in (d)-(f), pentru $m=5 \times 10^{-3}$; $m=3.5 \times 10^{-2}$; și respectiv $m= 5.8 \times 10^{-2}$

Prima metoda utilizata pentru a caracteriza starea de sincronizare dintre laser și modulator se bazeaza pe entropia Shannon, și unde este evaluata entropia ansamblului constituita de intervalele de timp dintre caderile la zero consecutive ale puterii laserului.

Scriptul codului (rutinei) care evalueaza intervalele dintre caderile la zero ale puterii pentru o serie temporală a intensitatii laser, realizat in programul Matlab, este prezentat in Anexa I.

In scopul unei mai bune evidentieri a efectelor modulatorului asupra ratei de repetitie a caderilor la zero ale puterii, intervalele temporale dintre caderi consecutive sunt reprezentate intr-o histograma cu un numar M de intervale (containere), fiecare cu largimea d . Fiecarui container umplut cu N_i intervale temporale dintr-un numar total N ii este asociata o probabilitate $p_i = \frac{N_i}{N}$. Entropia ansablului devine

$S = -\sum_{i=1}^M p_i \log p_i$ [1.7]. Cand toate N evenimente sunt distribuite uniform in histograma, ceea ce inseamna ca fiecare container este umplut cu acelasi numar de evenimente, S devine S_{\max} . Pentru toate celelalte distributii $S < S_{\max}$, cu un singur caz particular cand toate N evenimete sunt grupate intr-un singur container, iar $S = 0$. Pentru a caracteriza imprastierea sau gruparea evenimentelor reprezentate in histograma se introduce pentru o anumita distributie un coeficient $\sigma = (S_{\max} - S) / S_{\max}$.

Un fisier de date inregistrat contine in medie $N \sim 565$ caderi la zero ale intensitatii, in timp ce latimea unui container este $d = 0.05 \mu s$. Figura 1.2.1d prezinta intervale de timp relativ distribuite egal intre 0.11 si 0.22 μs , ceea ce inseamna ca aceste intervale temporale vor apare cu aceeasi probabilitate, sugerand o tendinta naturala a laserului de a se relaxa la o rata preferata caracteristica [1.8]. Media ponderata a acestor intervale temporale este de 0.155 μs sau 6.45 MHz, care este apropiata de valoare frecventei de modulare aleasa, 7 MHz. La un factor de modulare mai mare se observa o grupare evidenta a intervalelor cu un varf aproximativ la 0.15 μs (figura 1.2.1e, pentru care $\sigma = 0.294$). Aceasta indica faptul ca o crestere a amplitudinii semnalului de modulare conduce la marirea numarului de intervale de aceeasi periodicitate. Pentru factorul de modulare cel mai mare, anvelopa distributiei intervalelor se ingusteaza in jurul valorii varfului, figura 1.2.1f, cu $\sigma = 0.339$. Situatia este oarecum asemanatoare si in cazul modularii la frecventa de 10 MHz, pentru o valoare a lui m mica, cand se obtine o distributie relativ uniforma (figura 1.2.2d). Totusi, cand factorul de modulare creste, intervalele de timp tind sa se grupeze in jurul a doua valori care se observa in histograma (figura 1.2.2e). Valoarea maxima a lui m determina gruparea evenimentelor dupa aceleasi doua valori, una corespunzatoare frecventei naturale de oscilatie a LFF si cealalta determinata de modularea externa (figura 1.2.2f). σ ia valorile 0.308, 0.375 si 0.472 pentru cazurile din figura 1.2.2 d-f.

A doua metoda metoda de analiza a starii de sincronizare a laserului cu semnalul de modulare utilizeaza doua variabile nou introduse, faza laserului si faza semnalului de modulare.

Faza laserului, a cadrilor la zero ale puterii laserului, la un moment de timp t este definita ca o functie monoton crescatoare cu o panta dupa cum urmeaza: $\Phi_L(t) = 2\pi / (t_{j+1} - t_j)$, unde $t_j \leq t \leq t_{j+1}$, cu $j = 1, 2 \dots$. Momentul t_1 este ales ca timpul de referinta si corespunde primei caderi la zero a puterii laserului in fisierul de date inregistrat.

Faza modulatorului este determinata de frecventa de modulare ω_m . In cazul nostru particular al modularii periodice (sinusoidal) faza satisface relatia $\Phi_M(t) = \omega_m t$, unde $\omega_m = 2\pi f_m$.

In continuare definim raportul de corelare dintre faza modulatorului si cea a laserului ca $r(t) = \frac{\Phi_M(t)}{\Phi_L(t)}$. Pentru $r = 1$ laserul si modulatorul extern functioneaza in faza. In timp poate apare o diferenta ocazionala intre cele doua faze, iar in acest caz r devine rational. A corelare de faza de tipul $r(t) \approx k / l$ in orice moment, unde k si l sunt valori intregi, este mult mai probabila decat raportul 1:1 al sincronizarii in faza a celor doua sistem [1.7].

Am aplicat procedura descrisa mai sus laserului modulat, pentru frecventele de modulare de 7 MHz si 10 MHz. In primul caz prezentat in fugura 1.2.3a, $r \approx 1.23$ si 1.17 for modulation factors $m = 5 \times 10^{-3}$ si respectiv $m = 3.4 \times 10^{-2}$. Devine clar ca odata cu cresterea lui m , laserul este fortat sa urmasca in deaproape semnalul de modulare, iar in acest caz apare o diferenta de faza. La $m = 5 \times 10^{-2}$ gradul de corelare tinde sa atinga sincronizarea de 1:1, astfel $r = 1.05$. Si in cazul modularii la frecventa de 10MHz cresterea valorii lui m conduce la valori ale raportului de corelare din ce in ce mai apropiate de raportul 1:1 al sincronizarii. Astfel r ia valorile 1.59, 1.5 si 1.37. Valoarea de 1.5 inseamna ca in media trei cicluri complete ale modulatorului corespund la doua caderi ale puterii laserului. Pentru $m < 1.5$ sunt induce mai multe caderi ale puterii la frecventa de modulare, asa cum se observa in figura 1.2.2f.

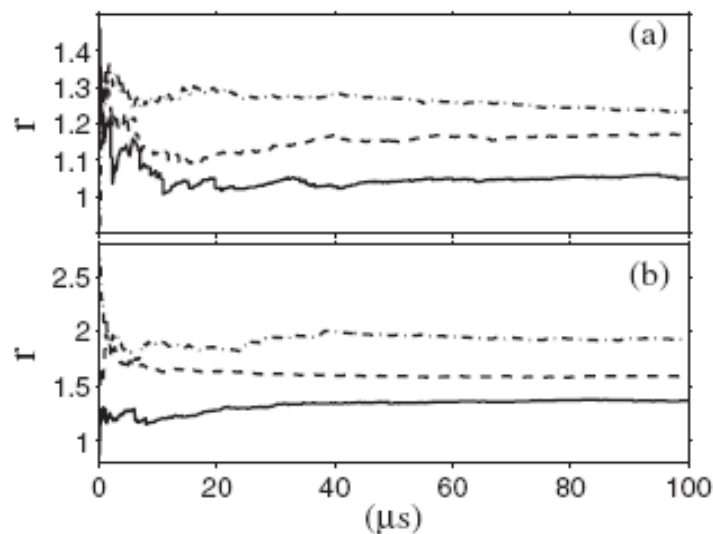


Figura 1.2.3. Evolutia temporala a lui $r(t) = \frac{\Phi_M(t)}{\Phi_L(t)}$ pentru frecventele de modulare de 7MHz (a) si 10 MHz (b). Curvele (— · —), (— — —) si (—) corespund cazurilor de modulare din figurile 1.2.1 si 1.2.2, cu valori crescatoare ale lui m .

Masuratorile si analiza realizate au aratat ca fluctuatiile de joasa frecventa ale sistemului ECSL se pot controla prin modularea periodica a curentului de injectie, iar acestea deven mult mai regulate cand semnalul de modulare este apropiat de frecventa intrinseca a LFF.ale laserului in absenta modularii externe. De asemenea, se pot obtine caderi ale puterii laserului cu o periodicitate diferita de cea naturala prin cresterea frecventei semnalului de modulare cu aproximativ 40%, ceea ce conduce la observarea a doua frecvente dominante. Astfel fluctuatiile de joasa frecventa au fost analizate statistic utilizand entropia Shannon si raportul dintre cele doua variabile de faza care se modifica ciclic in timp, cea a modulatorului si cea a fluctuatiilor de joasa frecventa.

1.3. Parametrii tehnologici; condițiile de reproductibilitate;

Studiul dinamicii haotice se refera la analiza evolutie temporale neliniare a emisiei laser, in condițiile unui feedback optic mediu asigurat de un element optic reflectator extern.. Una dintre cele mai reprezentative dinamici ale emisiei laser cu feedback optic si totodata cea mai studiata, atat din punct de vedere al fizicii laserilor, cat cat si al aplicatiilor, o reprezinta regimul fluctuatiilor de joasa frecventa (LFF) care se evidentiaza atunci cand laserul functioneaza la un curent de injectie apropiat sau egal cu cel de prag laser.

Pentru regimul LFF de functionare s-au analizat rezultatele pentru diferite seturi de valori ale parametrilor tehnologici si de operare ai sistemului LSCE. Dependenta dinamicii haotice de un anumit parametru de operare s-a realizat mentinand pe ceilalti parametrii fixati. Pentru studierea dependentei dinamicii haotice de parametrii tehnologici s-au avut in vedere lungimea cavitatii externe si tipul elementului reflectator extern (oglanda sau retea de difractie).

Pentru masuratorile privind dependenta de parametrii tehnologici lungimea cavitatii externe a fost fixa $L_{EC} = 31\text{cm}$, iar ca element reflectator extern s-a utilizat o oglanda total reflectatoare.

Parametrii de operare considerati au fost: curentul de injectie, ajustat in domeniul $0.98 \cdot I_{0th} - 1.07 \cdot I_{0th}$; temperature jonctiunii laser, in domeniul $15^{\circ}\text{C} - 30^{\circ}\text{C}$; feedback-ul optic, ajustat intre 1% si 15% din nivelul de putere emis de dioda laser. Studiul dependentei de lungimea s-a realizat lungind cavitatarea in domeniul $1 \cdot L_{EC} - 2.33 \cdot L_{EC}$ (cu $L_{EC} = 31\text{cm}$).

Masuratorile au indicat faptul ca dinamica haotica a emisiei laser a sistemului LSCE are aceeasi evolutie temporala ca in figura 1.3.1 (exceptie facand cazul dependentei de lungimea cavitatii), dar cu valori ale frecventelor naturale de oscilatie dominante, depinzand puternic de lungimea cavitatii externe. In cazul dependentei de lungimea cavitatii externe spectrul de putere asociat seriei temporale a intensitatii sufera modificari atat in ceea ce priveste valoarea frecventei naturale de oscilatie a LFF, cat si in cea a oscilatiilor rapide, care sut determinate de lungimea cavitatii.

Spectrele de putere asociate seriilor temporale ale intensitatilor inregistrate arata prezenta unei singure componente in banda joasa de frecvente ale spectrului de putere de pana la 100 MHz, corespunzator oscilatiilor LFF, si pana la patru frecvente discrete corespunzatoare frecventei ν_{EC} si armonicilor acesteia. Frecventele dominante ale oscilatiilor LFF si fluctuatiilor de inalta frecventa (HFF), determinate de oscilatiile in cavitatarea externa, precum si numarul si amplitudinea in spectrul de putere a acestora din urma, au depins de puterea de emisie a sistemului LSCE. O tendinta evidenta de crestere a valorii frecventei LFF cu puterea s-a observat atunci cand s-a ajustat in crestere curentul de injectie sau s-a

redus temperatura de termostatare. In cazul dependentei de feedbackul optic, valorile frecventei LFF au fluctuat. In acest caz nu s-a evidentiat o tendinta anume, valoarea frecventelor alternand in domeniul 13÷34MHz, pentru $I=1.04 \cdot I_{0th}$, $T=24^\circ C$, $L=30$ cm si γ ajustat intre 1% si 15% (Tabelul 1.3.1).

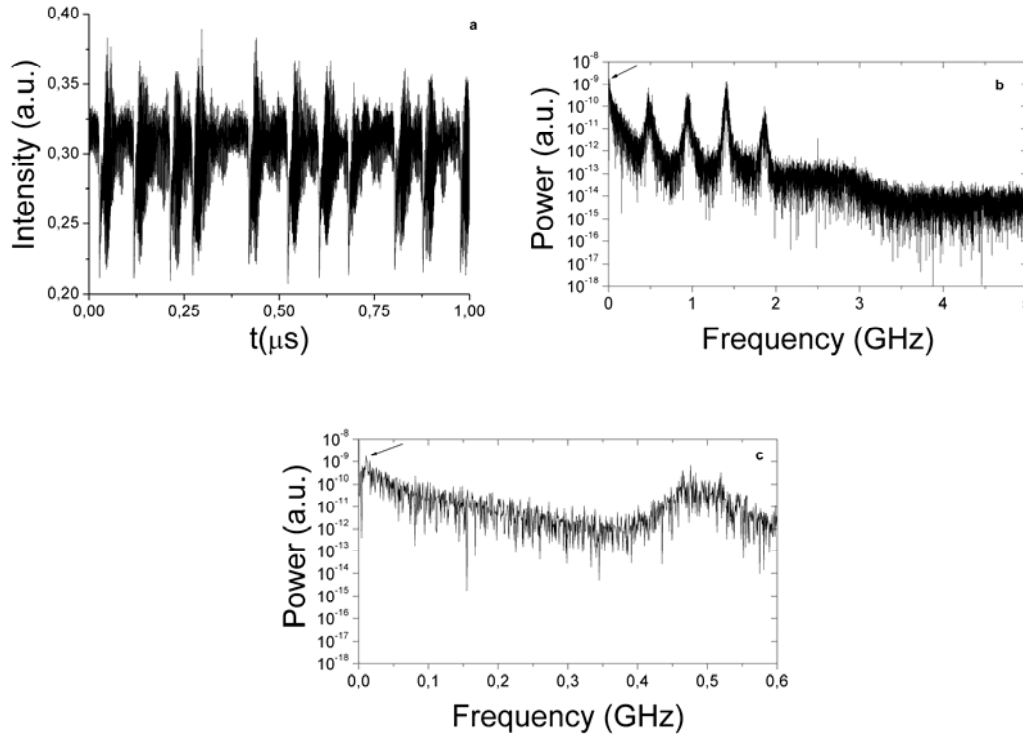


Figura 1.3.1. Emisia laser la regimul de LFF. a) seria temporală a intensității pentru $\gamma=10\%$, $I=1.04 \cdot I_{0th}$, $T=24^\circ C$, $L=31.5$ cm; b) spectrul de putere corespunzător pentru a); c) detaliu in banda joasă de frecvențe a spectrului de putere din b); săgețile indică frecvența LFF de 12.1 MHz, in acest caz particular.

In tabelul 1.1 sunt prezentate valorile frecventelor dominante ale fluctuațiilor de joasă frecvență (ν_{LFF}) și numărul arminicilor (k) ale acestora în funcție de parametrii de funcționare ai sistemului LSCE.

Feedback-ul optic este reprezentat prin valoarea gradatiei unghiulare a filtrului neutru continuu variabil utilizat. Fiecarei poziții a filtrului neutru îi corespunde o anumită transmisie. Fiecarei valori ale transmisiei îi corespunde un anumit coeficient de feedback optic. Acest caz al dependentei de dinamică haotică de fracția de feedback optic corespunde unui regim de funcționare cu un pronunțat grad de instabilitate ale fluctuațiilor intensității emisie laser, alternând emisia haotică cu cea periodică sau stabilă (fără fluctuații), din cauza funcționării laserului la curentul de prag combinat cu modificarea valorii feedbackului optic.

Tabel 1.3.1. a) Dependenta valorii frecventei naturale de oscilatie de feedback-ul optic.

I(mA)	T(°C)	F.N.(grd)	ν_{LFF} (MHz)	ν_{EC} (GHz)	k(* ν_{EC})
56	24	55	34.7	0.493	1-4
		90	13.4	0.483	1-4
		94	16.7	0.473	1-4
		100	24.5	0.481	1-4
		105	27.4	0.470	1-4
		110	31.6	0.465	1-4
		115	25.3	0.446	1-4
		120	33.8	0.425	1-4
57	24	55	32.1	0.503	1-4
		90	26.2	0.503	1-4
		92	11.4	0.494	1-4
		94	12.0	0.475	1-4
		100	13.8	0.480	1-4
		105	16.4	0.472	1-4
		110	24.1	0.469	1-4
		115	29.9	0.483	1-4
		120	11.1	4.82	1-4

b) Dependenta de curentul de injectie.

T(°C)	I(mA)	ν_{LFF} (MHz)	ν_{EC} (GHz)	k(* ν_{EC})
15	53	62	0.487	1-4
	54	57.8	0.486	1-4
	55	59.8	0.485	1-4
	56	89	0.487	1-4
	57	89	0.511	1-4
	58	-	0.518	1-4
	59	-	0.511	1-4
20	53	-	0.476	1-4
	54	21	0.488	1-4
	55	18.4	0.490	1-4
	56	19.1	0.488	1-4
	57	24.3	0.509	1-4
	58	65.4	0.519	1-4
	59	67.9	0.526	1-4
24	53	-	-	-
	54	-	0.470	1-4
	55	-	0.474	1-4
	56	12.1	0.477	1-4
	57	10.4	0.477	1-4

c) Dependenta de temperatura.

I(mA)	T(°C)	ν_{LFF} (MHz)	ν_{EC} (GHz)	k(* ν_{EC})
54	10	-	0.488	1-4
	15	53.1	0.529	1-4
	20	10.2	0.482	1-4
	24	7.6	0.458	1-3
	25	-	0.461	1-3
	30	-	-	-
	56	10	47.1	0.480
15		67.2	0.472	1-4
20		18.7	0.495	1-4
24		24.5	0.465	1-4
25		15.1	0.465	1-4
30		-	-	-
57	10	-	0.460	-
	15	78	0.530	1-4
	20	32.3	0.490	1-4
	24	12.2	0.465	1-4
	25	33.5	0.500	1-4
	30	11.4	0.476	1-3

	58	16.8	0.485	1-4
	59	16.1	0.503	1-4
25	53	-	-	
	54	37.8	0.456	1
	55	34.7	0.484	1-2
	56	67.8	0.485	1-4
	57	12	0.467	1-4
	58	21.7	0.472	1-4
	59	20.4	0.490	1-4
30	53	-	-	
	54	-	-	
	55	-	-	
	56	-	0.464	1-2
	57	-	0.451	1-3
	58	16.2	0.484	1-4
	59			

Masuratorile privind dependenta de feedbackul optic, de curentul de injectie (Tabelul 1.3.1b) sau de temperatura de termostatare (Tabelul 1.3.1c), sunt situatii cand la limita domeniilor investigate fluctuatiile LFF nu mai apar, sistemul evoluind pe o dinamica caracterizata de o stare haotica inalta (colapsul coerentei) pentru valori peste limita superioara a doemniilor de valori investigate, sau emisie tip LED, sub limita inferioara a domeniilor investigate. Aceste cazuri se intalnesc atunci cand seturile de valori ale parametrilor de operare curent de injectie – temperatura – feedback optic determina o putere laser a emisiei sistemului LSCE sub $\sim 0.15\text{mW}$ sau depaseste valoarea de $\sim 4\text{mW}$. Valorile frecventelor oscilatiilor determinate de cavitatea externa, ν_{EC} , oscileaza in jurul valorii de 480MHz cu fluctuatii de pana la 10% (atunci cand se ajusteaza un parametru sau altul). Numarul armonicilor frecventei ν_{EC} au fost in numar de trei in aproape toate cazurile studiate. Frecventele ν_{EC} au disparut din spectrul de putere numai cand puterea laserului a scazut sub 0.15mW.

In caz dependentei dinamicii haotice de lungimea cavitatii valorile frecventelor LFF au fluctuat usor intre 5 si 11MHz, valori obtinute pentru setul de parametrii de operare $I=1.04 \cdot I_{0th}$, $T=24^{\circ}\text{C}$, $\gamma=10\%$ si L modificat intre $1 \cdot L_{EC}$ si $2.33 \cdot L_{EC}$ (Tabelul 1.3.2). Valorile frecventelor ν_{EC} au scazut odata cu cresterea lungimii cavitatii, datorita cresterii timpului de intarziere in cavitatea optica externa. In schimb, numarul armonicilor frecventei ν_{EC} a crescut constant.

Tabel 1.3.2. a) Dependenta de lungimea cavitatii.

I(mA)	T(°C)	L _{EC} (cm)	v _{LEFF} (MHz)	v _{EC} (GHz)	k(* v _{EC})
56	24	29.5	8.5	0.480	1-4
		30	5.9	0.475	1-4
		40	8.0	0.358	1-6
		50	7.0	0.293	1-8
		60	7.8	0.241	1-9
		70	5.6	0.211	1-11
56	24	29.5	8.5	0.482	1-4
		30	11.0	0.467	1-5
		40	11.2	0.367	1-6
		50	7.3	0.299	1-8
		60	7.8	0.249	1-9
		70	5.1	0.206	1-11

In cazul $2.33 \cdot L_{EC}$ (Figura 1.3.2a) numarul armonicilor aproape s-a triplat comparativ cu $1 \cdot L_{EC}$ (Figura 1.3.1a). Valoarea frecventei v_{EC} scade de la aproximativ 476MHz (2.1ns) la 204MHz (4.9ns), perioada temporala de 4.9ns corespunzand duratei unui tren de pulsuri ultracurte format din trei oscilatii dominante si patru oscilatii secundare in seria temporale a intensitatii laser (Figura 1.3.2b). Aceste trei oscilatii dominante impreuna cu celelalte secundare formeaza trenul de pulsuri ultracurte care este separat in acest caz ($L=2.33 \cdot L_{EC}$) de trenul urmator de pulsuri de o perioada temporala de 1ns. In interiorul trenului de pulsuri perioada caracteristica a pulsurilor ultracurte este de 0.7ns, corespunzatoare modurilor unei cavitatii scurte care se formeaza din cauza unui feedback pe un element optic din cavitate, altul decat elemental optic reflectator ce delimiteaza cavitatea externa. In interiorul trenului de pulsuri, numarul pulsurilor (oscilatiilor rapide) se modifica odata cu ajustarea lungimii cavitatii externe. Acest numar este aproximativ egal cu raportul dintre lungimea cavitatii externe si lungimea cavitatii scurte.

Frecventele v_{EC} (sau frecventele HFF) se distribuie uniform in spectrul de putere in banda 0 - 2.2 GHz, indiferent de numarul lor din spectrul de putere. Numarul armonicilor creste cu doua unitati pentru fiecare crestere a lungimii cavitatii cu 10cm, si anume de la un numar de patru in cazul $L=31$ cm numarul armonicilor ajunge la 11 in cazul cu $L_{EC}=70$ cm.

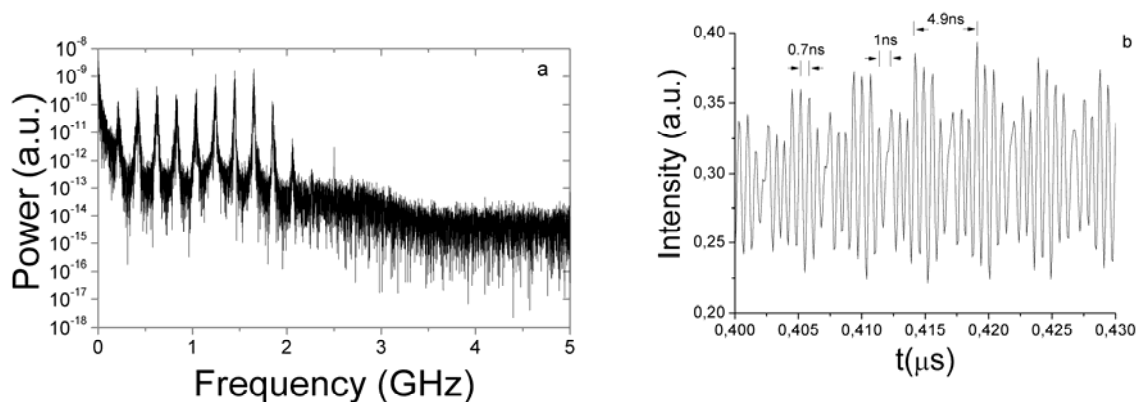


Figura 1.3.2. a) Spectrul de putere corespunzator pentru parametrii $I=1.04 \cdot I_{0th}$, $T=24^\circ\text{C}$, $L=70\text{cm}$, si $\gamma=10$; b) Detaliu in seria temporala a intensitatii; sunt evidente doua scale temporale 4.9ns ($\nu_{EC}=204\text{MHz}$) orespunzatoare perioadei modurilor cavitatii externe si 0.7ns ($\nu_{SC}\approx 1.43\text{GHz}$) orespunzatoare perioadei pulsurilor rapide din cavitate externa scurta.

Un alt set de masuratori privind dependenta dinamicii haotice de parametrii tehnologici l-a reprezentat studierea dinamici emisiei laser in raport cu tipul reflectatorului optic extern utilizat. Reflectoarele optice externe au fost in ordine, o retea cu unghi de blaze cu 1200 trasaturi/mm, o oglinda total reflectatoare si respective o retea holografica cu 2400 linii/mm. Masuratorile efectuate in etapa precedenta si continuate in aceasta etapa s-au efectuat pentru un feedback optic mediu, care genereaza, in apropierea curentului de prag al emisiei laser si in anumite conditii, coexistenta fluctuatiilor de joasa frecventa cu asa numitul colps al coerentei [3.11, 1.10]. Dioda laser emite, la pragul laser si in absenta unui feedback optic, o radiatie cu o structura modala multimod. Cand s-a utilizat retea cu unghi de blaze, emisia laser a fost acordata selectiv pe cateva moduri longitudinale prin modificare unghiului retelei (retea este blezata in primul ordin de difractie la $\lambda = 500\text{ nm}$).

Caracteristicile haotice de tip LFF ale emisiei laser s-au analizat in raport cu structura spectrala a fasciculului laser. Emisia haotica LFF s-a studiat utilizand aceiasi parametrii de operare ai laserului, pentru toate cele trei cazuri de reflectoare externe utilizate; oglinda si retea holografica au fost utilizate la incidenta normala. Masuratorile s-au efectuat, in cazul retelei blazate, pentru mai multe unghiuri de pozitionare a acesteia. Retea holografica a fost testata la incidenta normala (in scop orientativ) datorita eficientei scazute in ordinal unu de difractie. Pentru a obtine emisie haotica, reflectoarele utilizate la incidenta normala au fost usor dezaliniat de la pozitia pentru care s-a obtinut puterea maxima. Masuratorile realizate au aratat comportamente diferite ale dinamicii haotice in cazurile de feedback

selectiv (retea blazata) si neselectiv (oglinza) pe lungimea de unda. Diferentele sunt vizibile in numarul frecventelor corespunzatoare oscilatiilor LFF, care se pot observa in spectrul de putere asociat seriilor temporale ale intensitatii laser in banda de frecvente joase.

Pentru toate seturile de masuratori efectuate lungimea cavitatii a fost mentinuta constanta la $30 \text{ cm} \pm 0.1 \text{ cm}$. Filtrul neutru a fost mentinut pe o pozitie fixa in timpul masuratorilor. In aceasta situatie, insa, intensitatea feedbackului a variat de la o masuratoare la alta, in functie de intensitatea radiatiei stabilite in cavitate si determinata de tipul reflectorului extern utilizat. De fapt, feedback-ul optic calculat in cavitatea externa (la nivelul sistemului optic de colimare) reprezinta pana la 20 % din puterea optica a emisiei sistemului LSCE, dar din aceasta doar o mica fractie ajunge sa fie injectata in mediul activ [1.11, 1.12]. Conform ref. [1.11] numai o fractie de 1/100 din radiatia calculata la nivelul cavitatii este in realitate reinjectata in mediul activ.

In cazul utilizarii retelei cu unghi de blaze emisia laser a fost monomod sau multimod in functie de unghiul de pozitionare al retelei utilizate in ordinal 1 de difractie. In cazurile oglinzii si a retelei holografice, utilizate la incidenta normala, la LFF, emisia laser a prezentat o structura modala multimod.

Caracterizarea comportamentului haotic al emisiei laser a constat in determinarea stabilitatii regimului de LFF prin evaluarea numarului de frecvente dominante asociate cu LFF determinate de schimbarea reflectorului extern. O singura frecventa in banda de frecvente joase, asociata frecventelor LFF, corespunde unui regim de LFF stabil. Un numar mai mare de frecvente dominante in banda de frecvente joase corespunde unor regimuri de LFF instabile din cauza suprapunerii a doua sau mai multe oscilatii LFF independente. De asemenea, dinamica haotica de tip LFF s-a corelat atat cu structura spectrala a radiatiei laser, cat si cu nivelul puterii laser stabilite in cavitatea externa.

Parametri de functionare ai diodei laser in absenta cavitatii au fost $I = 55 \text{ mA}$, $T = 20^\circ \text{C}$ si $I_{th} = 53 \text{ mA}$, cu o putere totala emisa de $P_0 = 1.2 \text{ mW}$. Curentul de injectie pe parcursul masuratorilor a fost de $I = 1.038 * I_{th}$, usor peste valoarea curentului de prag. In figura 1.3.3a este reprezentat spectrul de emisie al diodei laser in absenta feedbackului optic. La cuplarea cavitatii externe, in prezenta feedbackului optic, are loc amplificarea radiatiei. Cand feedbackul optic actioneaza, energia acumulata in mediul activ semiconductor creste, iar din cauza dependentei puterice a indicelui de refractie al mediului activ de densitatea purtatorilor de sarcina si temperatura, se induce o serie de fluctuatii neliniare in numarul de fotoni emisi stimulat, lucru care se propaga instantaneu in dinamica emisiei laser determinand caracterul haotic al acesteia; in acelasi timp are loc o scadere a nivelului pragului emisiei laser (aproximativ cu 9% in comparatie cu cel al diodei laser fara feedback) care conduce la o crestere a nivelului puterii laser ce se

inregistreaza in cavitatea externa. In figurile 1.3.3b-d sunt prezentate spectrele optice pentru toate cele trei reflectoare care au fost utilizate.

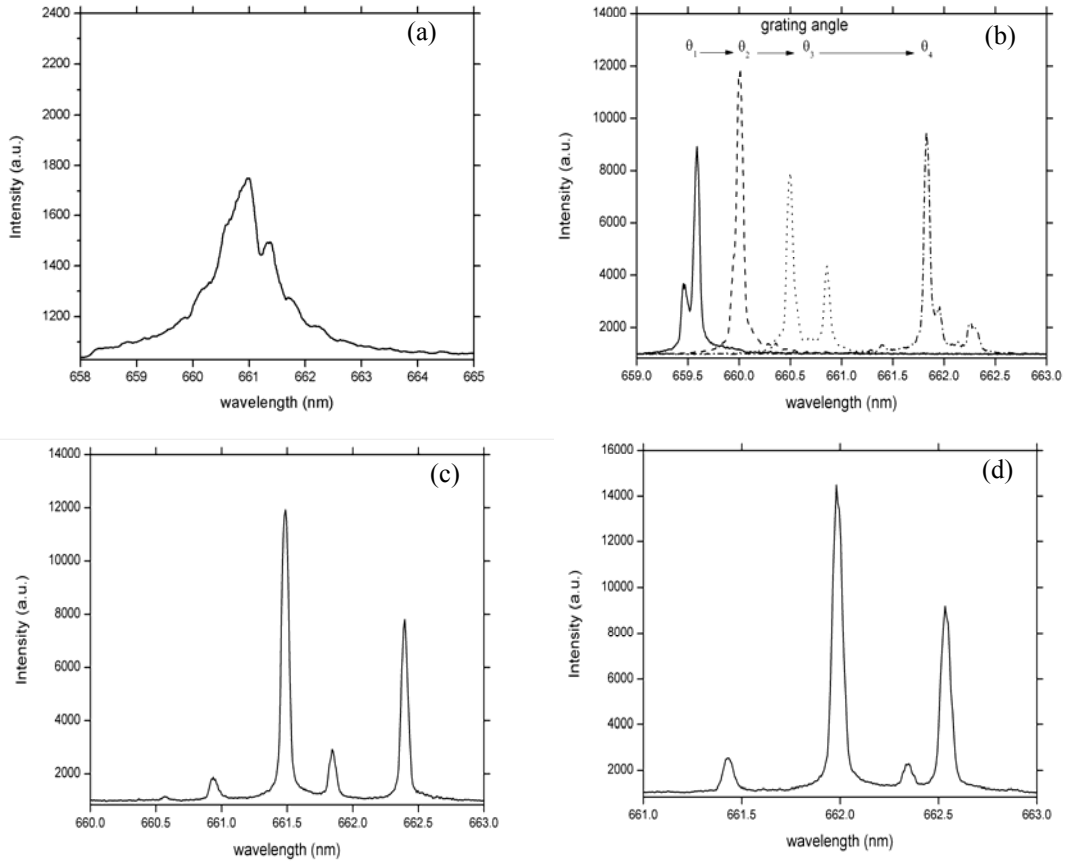


Figura 1.3.3. Spectrul optic al emisiei laser: a) dioda laser simpla, fara feedback extern; b)-d) rețeau cu unghi de blaze, oglinda si respective rețeau holografica. In cazul b) unghiurile relative ale rețelei, in raport cu pozitia initiala a rețelei utilizata in ordinal 1 de difracție, sunt $\theta_1= 2.5\text{mrad}$; $\theta_2=3.3\text{mrad}$; $\theta_3=4.2\text{mrad}$; $\theta_4=7.5\text{mrad}$

In figura 1.3.3b, prezentate patru spectre optice obtinute separat pentru patru unghiuri de pozitionare ale rețelei; doua spectre sunt selectate pentru analiza emisiei monomode (cazurile θ_1 si θ_2) si doua pentru analiza emisiei multimode (cazurile θ_3 si θ_4). Emisia laser prezinta o structura multimod cu o distanta modala de $\Delta\lambda\sim 0.550$ nm. In spectrele optice asociate unghiurilor rețelei θ_1 si θ_4 (Figura 1.3.3b), apare o bifurcare modala mai mica decat distanta modala $\Delta\lambda$. Aceste bifurcari sunt intotdeauna insotite de o instabilitate a regimului LFF, si sunt mai evidente atunci cand cele doua picuri de intensitate din spectrul optic tind sa fie egale in intensitate; daca diferenta dintre intensitati este mare, in raport de peste 6:1, ca in exemplul din figura 1.3.3b, instabilitatea fluctuatiilor de joasa frecventa se reduce sau nu se observa.

Cauzele acestui comportament, in conditii de feedback optic, le pot reprezenta reflexiile nedorite pe componentele optice sau spotul mare generat de sistemul de colimare pe fereastra de emisie a mediului activ, cu dimensiunile $800 \times 800 \mu\text{m}$. Acesta este mult mai mare decat suprafata de emisie a mediului activ care este de aproximativ $30 \times 5 \mu\text{m}$ [1.11]. Acesta este motivul pentru care se poate ajusta unghiular reflectorul extern utilizat la incidenta normala in jurul acestei pozitii fara ca sa iasa din conditiile de feedback optic. Pentru oglinda si retea holografica spectrele optice indica o structura multimod a emisiei laser, figurile 1.3.3c, respectiv d.

Inregistrarea semnallor s-a facut simultan atat pentru spectrul optic, cat si pentru seria temporală a intensitatii. Pentru spectrele optice din figura 1.3.3b s-au calculat spectrele de putere, figura 1.3.4 pentru cele patru unghiuri de pozitionare ale retelei.

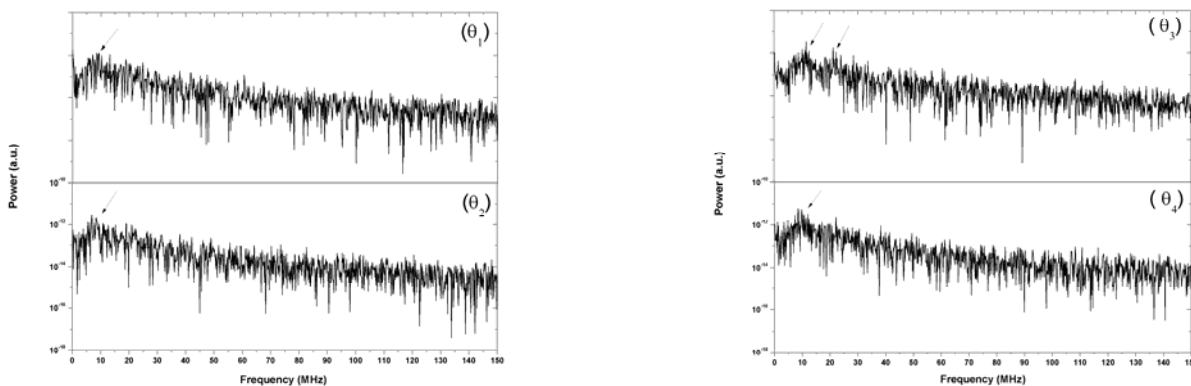


Figure 1.3.4. Spectrele de putere cazul feedbackului optic selectiv pe lungimea de unda: (θ_1) o singura frecventa LFF, $P=1.4 \cdot P_0$; (θ_2) o singura frecventa LFF, $P=1.6 \cdot P_0$; (θ_3) doua frecvente LFF, $P=1.6 \cdot P_0$; (θ_4) o singura frecventa LFF, $P=2.4 \cdot P_0$; sacetile indica frecventele LFF

Spectrele de putere indica in aceste cazuri, figura 1.3.4 θ_1 si θ_2 , si figura 1.3.4 θ_4 , prezenta unei singure frecvente dominante LFF. Se observa pentru emisia multimod ca spectrul de putere este caracterizat de existenta unui singur mod dominant. In schimb, spectrele de putere arata existenta a doua frecvente dominante LFF pentru feedback selectiv cu emisiei multimod, dar cu doua moduri dominante (Figura 1.3.4 θ_3), care indica o instabilitate a regimului fluctuatiilor de joasa frecvenmta. Aceasta instabilitate corespunde unei puteri laser $P = 1.6 \cdot P_0$ relativ mici, in comparatie cu cea a emisiei multimod prezentata in figura 1.3.4 θ_4 , unde $P = 2.4 \cdot P_0$, dar comparabila cu cele ale emisiei monomod prezentata (figura 1.3.4 θ_2), unde regimul de LFF este stabil. Aceasta arata ca la stabilitatea emisiei LFF contribuie atat nivelul de putere stabilit in cavitate externa, cat si caracterul monomod sau multimod al emisiei laser.

Putem afirma din acest motiv ca stabilitatea regimului LFF, in conditii de emisie multimod, se poate obtine numai cand puterea laser depaseste un anumit nivel, corespunzator unui set de parametrii de functionare al sistemului LSCE, dar mai mare decat cel corespunzator emisiei monomod.

Spectrele de putere reprezentate in figura 1.3.5 sunt asociate spectrelor optice prezentate in figurile 1.3.3c, respectiv d. Emisia sistemului LSCE are o structura multimod pentru feedback neselectiv, cu un numar de 4-5 moduri active, dintre care cel putin doua sunt moduri dominante (Figurile 1.3.3c si d). Spectrul de putere indica prezenta unei singure frecvente LFF in cazul oglinzii (Figura 1.3.5a) la o putere laser de $P = 2.5 * P_0$, echivalenta cu cea obtinuta in cazul feedbackului selectiv cu emisie multimod (Figura 1.3.40₂). Spre deosebire de cazul feedbackului selectiv, unde o parte din energia incidenta pe retea se pierde prin ordinul zero de difractie, in cazul feedbackului neselectiv, toata energia este intoarsa in cavitate. Aceasta inseamna ca pentru acelasi coeficient de transmisie al filtrului neutru, in cazul feedbackului neselectiv intensitatea feedbackului la nivelul jonctiunii laser este mai mare. Astfel, neselectivitatea pe lungimea de unda, in cazul oglinzii, este compensata de cantitatea mai mare de energie injectata la nivelul jonctiunii laser, care determina amplificarea in intensitatea a unui numar mare de moduri laser.

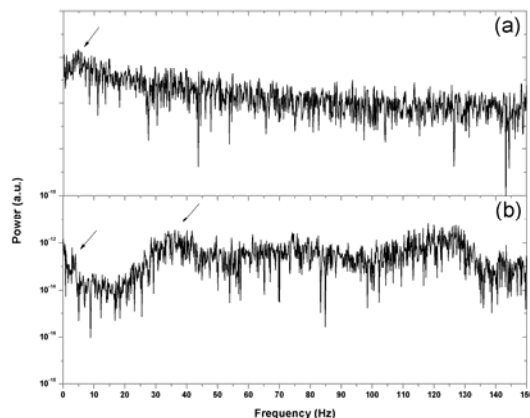


Figura 1.3.5. Spectrele de putere pentru feedback optic neselectiv. a) Oglinda, o singura frecventa LFF, $P=2.5 * P_0$; (b) retea holografica, doua frecvente LFF, $P=1.8 * P_0$; sagetile indica frecventele LFF

Figura 1.3.5b prezinta spectrul de putere asociat seriei temporale a emisiei laser haotice in cazul utilizarii retelei holografice ca reflector extern. Datorita eficientei scazute in ordinul 1 de difractie reseau

s-a utilizat la incidenta normala. Puterea laser obtinuta in acest caz a fost $P = 1.8 \cdot P_0$. Spectrul de putere indica prezenta catorva frecvente in banda de frecvente joase, din care cel putin doua sunt asociate cu oscilatiilor LFF. In acest caz dinamica haotica a emisiei laser prezinta o inalta instabilitate, evidentiata prin suprapunerea de oscilatii LFF cu frecvende de ordine de marime diferite, $\sim 35\text{MHz}$, respectiv $\sim 5\text{MHz}$.

Din punct de vedere ale aplicatiilor sistemului ECSL, si in special in sincronizarea haotica, este important ca regimul fluctuatiilor de joasa frecventa sa fie stabil. Aceasta stabilitate se poate obtine, asa cum am mentionat mai sus, in operarea monomod (feedback selectiv) sau multimod (feedback selectiv sau neselectiv), dar in acest din urma caz la puteri mai mari decat in cazul functionarii monomod.. In cazurile monomod si multimod de operare, domeniile de putere obtinute sunt specifice fiecarui set de parametrii de operare si parametrii tehnologici (lungimea cavitatii si element reflectator extern) ai unui sistem ECSL ales.

1.4. Controlul dinamicii haotice prin modulare electro-optica

Un montaj tipic de studiere a influentei modularii electro-optice in faza asupra dinamicii haotice este cel descris in figura 1.1.4. Masuratorile realizate pana in acest moment au fost preliminare si au avut rolul de a completa simularile numerice realizate pentru deducerea conditiilor pe care trebuie sa le indeplineasca montajul experimental. In acest sens, s-a studiat numeric efectele modularii periodice in faza a luminii emise de un sistem LSCE haotic functionand in regim de LFF. S-a determinat ca semnalul de modularea extern modifica timpul dintre caderile la zero ale puterii laser. Pentru aceasta analiza, la fel ca in cazul modularii in curent, s-a introdus doua noi variabile. Faza laserului, care este definita ca faza fluctuatiilor de joasa frecventa si care semareste in timp cu 2π pentru fiecare cadere la zero a puterii laser. Faza modulatorului periodic extern care creste se mareste liniar in timp la o rata data de frecventa de modulare. S-a demonstrat astfel ca pentru parametrii de modulare specifici diferenta de faza dintre laser si modulator ramane constanta in timp conducand la o stare de sincronizare in faza. De asemenea, regularizare indusa de modulator in dinamica haotica a fost analizata utilizand entropia Shanon care evalueaza intervalele de timp dintre caderile la zero ale puterii.

Efectele modulatorului de faza asupra dinamicii haotice este inclusa in ecuatiile [3.1]:

$$\begin{aligned}\frac{dE(t)}{dt} &= (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - \tau_r) \exp[i(\omega_0 \tau_r + A \sin(\Omega_{PM} t))] \\ \frac{dN(t)}{dt} &= \frac{I}{e} - \frac{N(t)}{\tau_n} - G(t) |E(t)|^2 \\ G(t) &= \frac{g(N(t) - N_0)}{1 + s |E(t)|^2}\end{aligned}$$

α este factorul de crestere, τ_p este rata de viata a fotonului, γ este coeficientul de feedback, τ_r este timpul de intarziere in cavitate, ω_0 este frecventa optica a laserului, $N(t)$ este densitatea purtatorilor de sarcina, I este curentul de injectie, e este cea de sarcina, τ_n este timpul de viata al purtatorilor, g este parametrul de castig, N_0 este numarul initial de purtatori, iar s coeficientul de saturare a castigului.

Valorile parametrilor sunt:

$$\begin{aligned}\alpha &= 5; \tau_p = 2 ps; \gamma = 0.03 ps^{-1}; \tau_r = 1 ns; \omega_0 = 1.2 \times 10^6 GHz; I = 15 mA; \\ \tau_n &= 2 ns; g = 1.5 \times 10^{-8} ps^{-1}; N_0 = 1.5 \times 10^8; s = 5 \times 10^{-7}\end{aligned}$$

Intrzierea in campul electric introdusa de modulator se considera sinusoidala si este data de:

$$\Delta\Phi_{PM} = A \sin \Omega_{PM} t, \text{ unde } A \text{ este amplitudinea.}$$

In cazul modularii electro-optice in faza caderilor la zero ale puterii laserului la un moment t este definita ca

$$\Phi_L(t) = 2\pi \frac{t - t_j}{t_{j+1} - t_j} + 2\pi j, \text{ cu } j=1,2,\dots, \text{ unde } t_j \text{ este momentul la care al } j\text{-lea eveniment (cadere in}$$

intensitate) are loc.

Faza modulatorului este determinata de frecventa de modulare Ω_{PM} , si este definita ca:

$$\Phi_{PM}(t) = \Omega_{PM}(t - t_k) + 2\pi k = \Omega_{PM}t$$

Ca si in cazul modularii electrice se defineste raportul $r(t) = \frac{\Phi_{PM}(t)}{\Phi_L(t)}$ care descrie evolutia in timp a sistemului. Gradul de corelare in timp dintre cele doua faze este indicata, asa cum am vazut in cazul modularii in curent, de deviatia in timp a raportului r de la o valoare constanta.

Alternativa analizei sincronizarii celor doua sisteme este data de entropia Shannon:

$$S = -\sum_{i=1}^M p_i \log p_i$$

Fluctuatiile de joasa frecventa tipice sunt prezentate in figura 1.3.6a. Cand este aplicat semnalul de modulare cu $\Omega_{PM} = 1.97GHz$ (de ordinal frecventei fluctuatiilor oscilatiilor rapide din semnalul haotic) se observa o schimbare semnificativa in dinamica emisiei laser. In acest caz fluctuatiile laser devin mult mai ordonate si periodice (figura 1.3.6b) [3.9].

Distributia intervalelor temporale dintre caderile in putere poate fi mai bine evidentiata prin reprezentarea acestora in histograma. In acest caz un numar de $N=87$ de evenimente consecutive sunt distribuite in 11 containere ca in figura 1.3.7. Pentru functionarea fara modulare a laserului evenimentele sunt distribuite aproape uniform in histograma (figura 1.3.7b). Insa deviatia de la o distribuire perfect uniforma este reflectata de valoarea lui sigma care este usor mai mare ca zero ($\sigma = 0.16$). Aceasta sugereaza, chiar daca laserul functioneaza fara modulare, ca aceste caderi la zero nu sunt total aleator distribuite in timp, ci au o tendinta de repetitie in timp.

Cand laserul este modulat la frecventa de $\Omega_{PM} = 1.97GHz$ cu amplitudinea $A = 1$, din ce in ce mai multe intervale temporale (perioade) se grupeaza in intervalul $0.78 - 1.03 \times 10^{-2}$ us. Distributia intervalelor temporale prezinta in acest caz un varf pronuntat in histograma (figura 1.3.7b). Acest efect al modularii arata evident ca cele mai mult intervale prezinta aceasi perioada temporală.

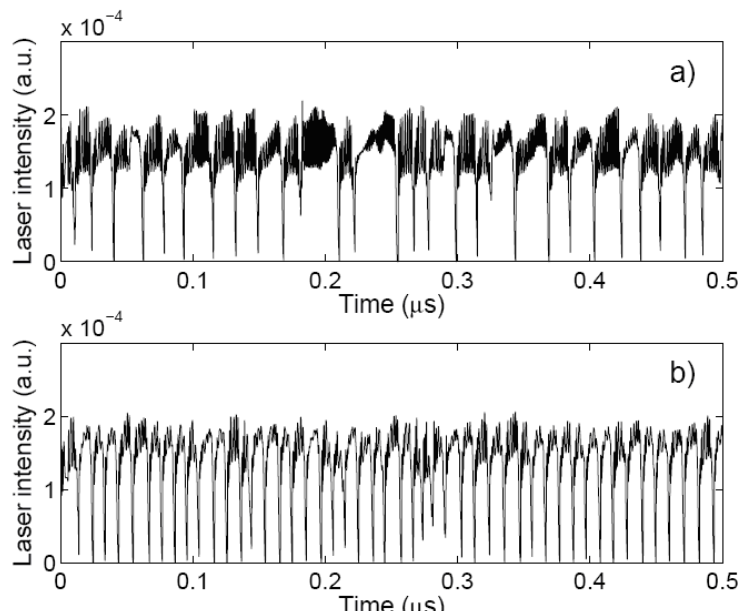


Figura 1.3.6. Fluctuatiile de joasa frecventa ale intensitatii: a) fara modulare, si b) cu modulare la $\Omega_{PM} = 1.97GHz$

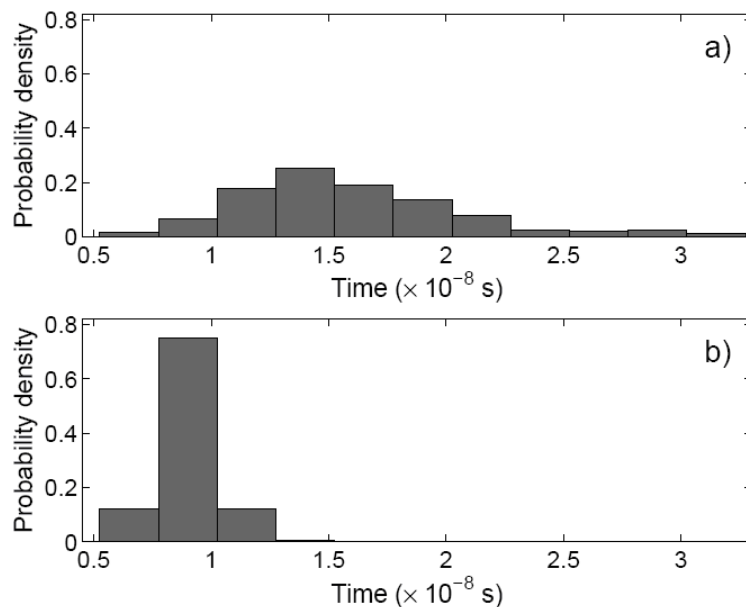


Figura 1.3.7. Histograma caderilor la zero ale puterii laser: a) fara modulare, si b) cu modulare la $\Omega_{PM} = 1.97GHz$ si $A=1$.

Figura 1.3.8 prezinta evolutia in timp a fazelor modulatorului si laserului, precum si raportul instantaneu r . Dupa o perioada de tranzitie, raportul dintre cele doua faze devine $r=21$, sugerand un cuplaj de 21:1 intre frecventa modulatorului si frecventa medie a caderilor la zero ale puterii.

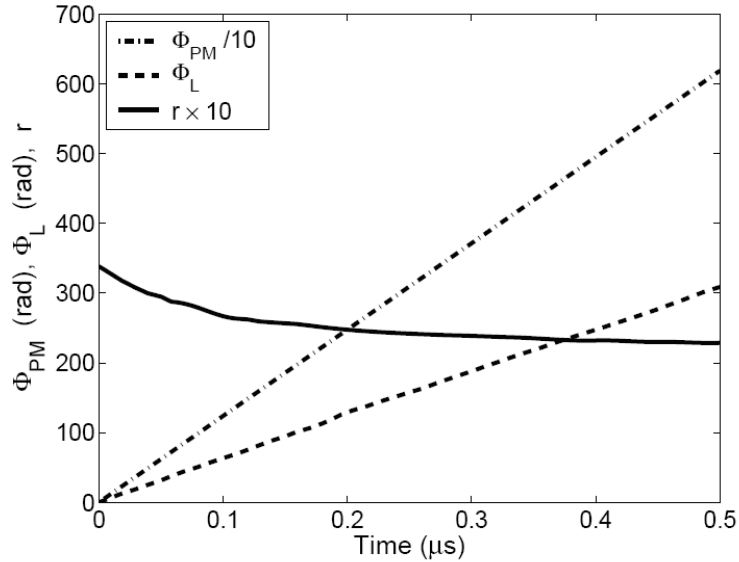


Figura 1.3.8. Faza modulatorului Φ_{PM} si faza laserului Φ_L , si raportul lor instantaneu r pentru o frecventa de modulare $\Omega_{PM} = 1.97GHz$ si $A=1$.

Masuratorile si simularile numerice arata ca rata LFF-urilor unui sistem LSCE pot fi controlate cu un modulator de faza plasat in cavitate. Intarzierea periodica introdusa de modulator in drumul optic al fasciculului din cavitate conduce la ordonarea si regularizarea fluctuatiilor de joasa frecventa. Gradul de sincronizare dintre fluctuatiile LFF laser si modulator pot fi analizate prin doua metode. Prima compara doua variabile noi introduse, faza modulatorului si faza laserului. In acest caz, cand cele doua sisteme se sincronizeaza, raportul dintre fazele lor devine constant, si se evalueaza evolutia acestui raport in timp. A doua tehnica de analiza utilizeaza entropia Shanon si evalueaza intervalele temporale dintre caderile consecutive ale puterii laserului. Aceasta analiza a arata ca modularea electro-optica este utila in controlul dinamicii haotice.

2. Realizarea dispozitivului experimental de cuplare a doua sisteme haotice si experimentarea acestuia pentru sincronizarea haotica de tip master-slave sub influenta modulării.

2.1. Schita tehnica. Montaj experimental;

Proiectarea si realizarea dispozitivului experimental de sincronizare haotica a avut ca punct de plecare primul montaj LSCE dezvoltat. Practic, avand ca baza specificatiile tehnice ale acestuia s-a realizat un al doilea sistem LSCE identic constructiv cu primul. Cuplajul celor doua sisteme s-a dorit a se realiza intr-o prima faza prin fascicul laser direct (propagare in aer), fasciculul cuplat in afara cavitatii sistemului LSCE emitor (MASTER) fiind injectat in cavitatea celui de-al doilea sistem LSCE receptor (SLAVE). Cuplajul fasciculului laser din si in cavitate s-a realizat utilizand divizoare de fascicul adecvate. Ca principiu, pentru a avea aceleasi conditii de termostatare si alimentare a diodelor laser, si aceleasi efecte ale mediului ambiant asupra diodei (transfer termic intre montura acesteia si mediu) s-a optat pentru aceeasi montura a diodei laser. Celelalte componente ale cavitatii sunt de acelasi tip cu cele ale primei cavitati LSCE. Pentru intelegerea principiului de functionare a cuplajului sistemelor LSCE haotice s-a conceput schita tehnica de principiu a montajului experimental de cuplaj optic (figura 2.1.1).

La fel ca primul sistem LSCE si cel de-al doilea este format din trei module, modulul de control al emisiei laser, modulul cavitatii externe si modulul de detectie si investigare care este comun pentru cele doua sisteme. Aceste module au aceleasi caracteristici si specificatii tehnice ca cele descrise in etapa 2 a proiectului, unde unul din obiectivele specifice il reprezinta realizarea schitei tehnice a sistemului LSCE.

Modulul de control al emisiei laser. In montajul de cuplaj sistemul LSCE MASTER spre deosebire de cel SLAVE permite modularea externa atat in curent cat si electro-optica in faza, prin tehnicile descrise in Capitolul 1 al acestui raport de faza. Astfel se poate evalua influentele pe care le au modularil externe asupra dinamicii cuplajului sistemelor haotice.

Modulul cavitatii externe. In sistemul LSCE SLAVE in fata elementului optic reflectator extern trebuie plasat un filtru neutru continuu variabil care sa permita atenuarea totala a fasciculului laser incident pe ER. Acest lucru este necesar in studiile privind cuplajul unui sistem LSCE cu o dioda fara feedback extern.

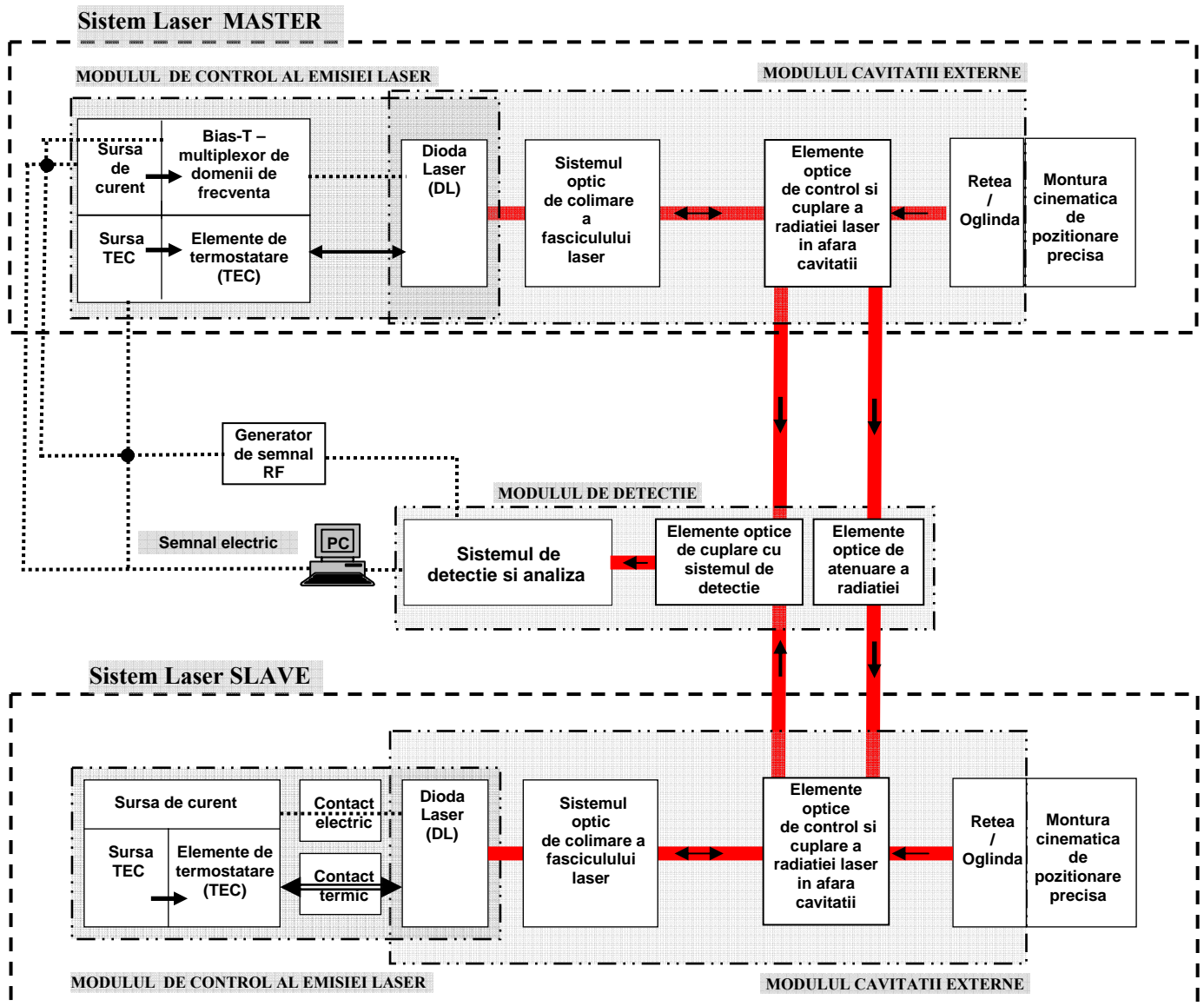


Figura 2.1.1. Schema tehnica de principiu a unui montaj experimental de cuplaj optic a doua sistem LSCE haotice, si de punere in evidenta a sincronizarii haotice.

Modulul de detectie. In cazul cuplajului optic al celor doua sistem LSCE trebuie sa se asigure injectarea fascicului MASTER in cavitatea SLAVE fara reflexii parazite sau variatii ale intensitatii radiatiei, altele decat cele determinata de evolutia haotica a emisiei sistemului MASTER. Din aceasta cauza s-a optat, fata de schema tehnica initiala - a primului sistem LSCE, ca radiatia cuplata in afara cavitatii pentru sistemul de detectie sa se realizeze pentru ambele sisteme LSCE pe alta cale decat cea de cuplaj MASTER – SLAVE. Trebuie avut in vedere ca seriile temporale ale intensitatii radiatiei din cele

doua sistem sa se inregistreze separat, fara sa existe concomitent ambele semnale. De asemenea, variatiile de putere intr-o cavitate sau alta trebuie sa se analizeze prin monitorizarea numai a fasciculelor provenite de la dioda cavitatii pe care se efectueaza masuratorile. Aceste precautii trebuie luate pentru a avea siguranta interpretarii corecte a rezultatelor masuratorilor. Cuplajul dintre cavitati trebuie sa se realizeze prin intermediul unui izolator optic care trebuie sa asigure unidirectionalitatea fasciculului. Insa, in cazurile in care se doreste studierea anumitor regimuri de functionare in conditii de sincronizare haotica, de exemplu cuplajul reciproc al celor doua sistem (injectie concomitenta in cele doua cavitatii de ola sistemul LSCE opus), se poate renunta la izolatorul optic, mentinandu-se decat atenuatorul de fascicul.

Alinierea cavitatilor pentru cuplajul optic. Aceasta etapa presupune in primul rand realizarea unor sisteme LSCE identice pozitionate geometric astfel incat sa se poata realiza injectia de radiatie dintr-o cavitate in alta fara obstacole (atunci cand se realizeaza cu fascicul liber). Astfel cavitatile trebuie sa aiba o inaltime fata de masa antivibrationala suport (luata ca referinta) relativ egala pentru a exista o simetrie a razelor fasciculelor cuplate intre cele doua sisteme LSCE cu cele din cavitate. Odata realizat acest lucru se trimite radiatia MASTER catre SLAVE pe aceeasi directie cu radiatia trimisa dinspre SLAVE spre MASTER. Alinierea se realizeaza pozitionand pe cele doua directii goniometrice (θ_x si θ_z) divizoarele de fascicul care cupleaza radiatiile in afara cavitatilor. Dupa ce aceste doua fascicule sunt perfect suprapuse geometric, acest lucru conduce la pozitionarea corecta a celor doua fascicule de injectie pe sistemul de colimare a radiatiei emisa de dioda laser a sistemului LSCE opus (respectiv focalizarea la nivelul jonctiunii laser). Aceasta pozitionare pur geometrica nu conduce intotdeauna si la o cuplare optica (sincronizare) a celor doua sisteme. Din aceasta cauza, se mai realizeaza o aliniere fina prin monitorizarea puterii sistemului LSCE opus atunci cand se ajusteaza fin pozitia divizorului de fascicul; se urmareste pozitiile in care puterea laser a sistemului LSCE opus trece prin valori de varf. Se ajusteaza pozitia divizorului de fascicul succesiv dupa o directie si dupa alta pana se obtine valoarea maxima a puterii. In acest moment se introduce in drumul optic dintre cele doua cavitati izolatorul optic sau se creste atenuarea fasciculului de cuplaj, in functie de necesitati.

2.2. Dinamica haotica si spectrul de emisie al sistemului LSCE in conditii de sincronizare haotica.

Pentru realizarea masuratorilor privind sincronizarea haotica a doua sisteme LSCE s-a realizat montajul a carei schema este data in figura 2.2.1. Subanamblele si componentel optice sunt cele precizate in etapele anterioare ale proiectului, dar si pe parcursul acestui raport de faza (subcapitolele precedente). Obținerea de date calitative si cantitative experimentale a fost condiționata de controlul riguros al parametrilor sistemului si de aliniere optima a celor doua cavitati optice. In aceasta etapa s-a studiat cuplajul haotic bidirectional, respectiv cuplajul in conditii de injectie de radiatie in ambele cavitati.. De asemenea, s-a studiat cuplajul haotic intre sistemul LSCE haotic si dioda laser SLAVE in absenta cavitatii externe. Pentru controlul cantitatii de radiatie cuplata intre cavitati s-a utilizat un atenuator de cuplaj. Pentru fiecare din cele doua sisteme LSCE s-a monitorizat seria temporala a intensitatii, spectrul de putere si puterea laser, toate atat in absenta cuplajului cat si in prezenta cuplajului optic dintre cavitati.

Asa cum a fost detaliat in etapele precedente. fluctuatiile de joasa frecventa se prezinta sub forma unor anvelope ale unor trenuri de pulsuri, oscilatii, ultrascurte (Figura 2.2.2a-c) [2.1, 2.2], pulsuri a caror durata (in domeniul 50 – 300 ps), spatiere (200 – 1000 ps) si amplitudine variaza de la puls la puls. Relatiile $\tau_{EC}=2L_{EC}/c$ si $\nu_{EC}=1/\tau$ furnizeaza corespondenta dintre timpul de intrziere in cavitate (τ_{EC} , timpul in care radiatia strabate cavitatea dus-intors), lungimea cavitatii si frecventa oscilatiilor rapide ce compun oscilatiile de joasa frecventa. (ν_{EC}). Astfel, pentru o lungime a cavitatii de 30 cm, timpul de intarziere in cavitate este 2 ns, iar frecventa aferenta acestui timp de intarziere este de 0.5 GHz. In figurile 2.2.2a) si c) sunt indicate perioadele caracteristice oscilatiilor LFF (160 ns), respectiv a oscilatiilor rapide (2 ns).

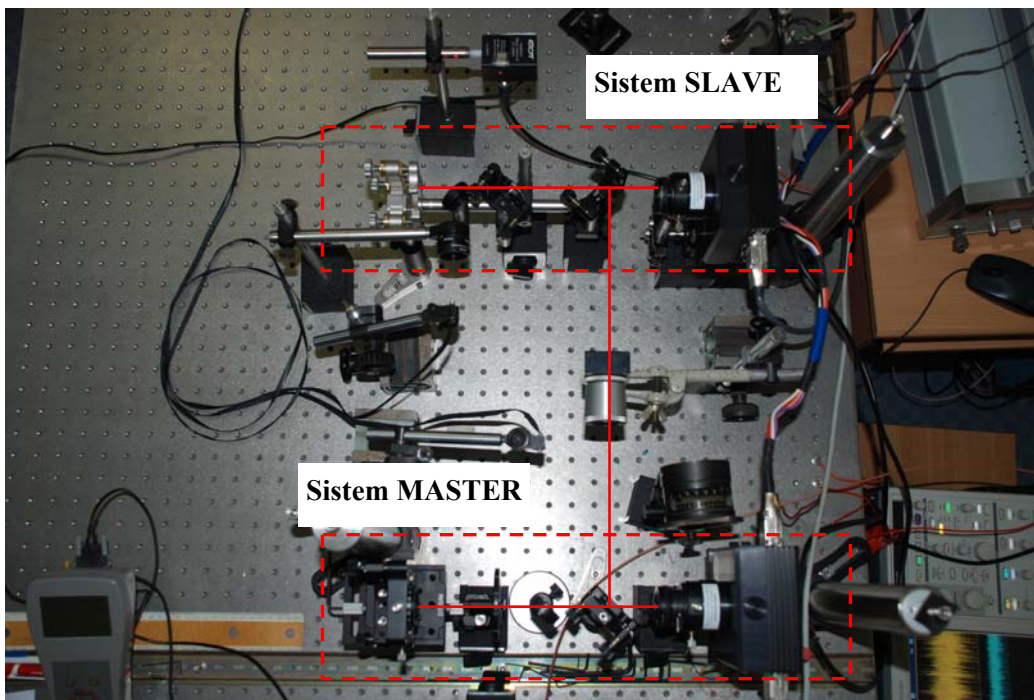
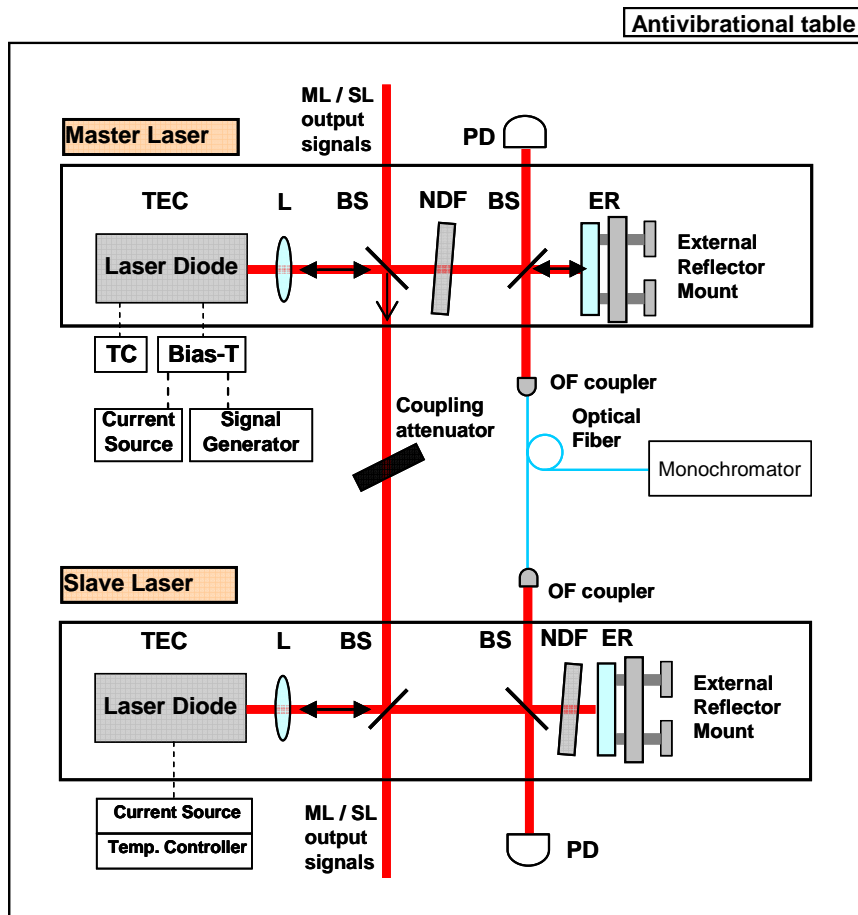


Figura 2.2.1. Schema și o imagine a montajului experimental de cuplaj optic bidirecțional a două sisteme LSCE

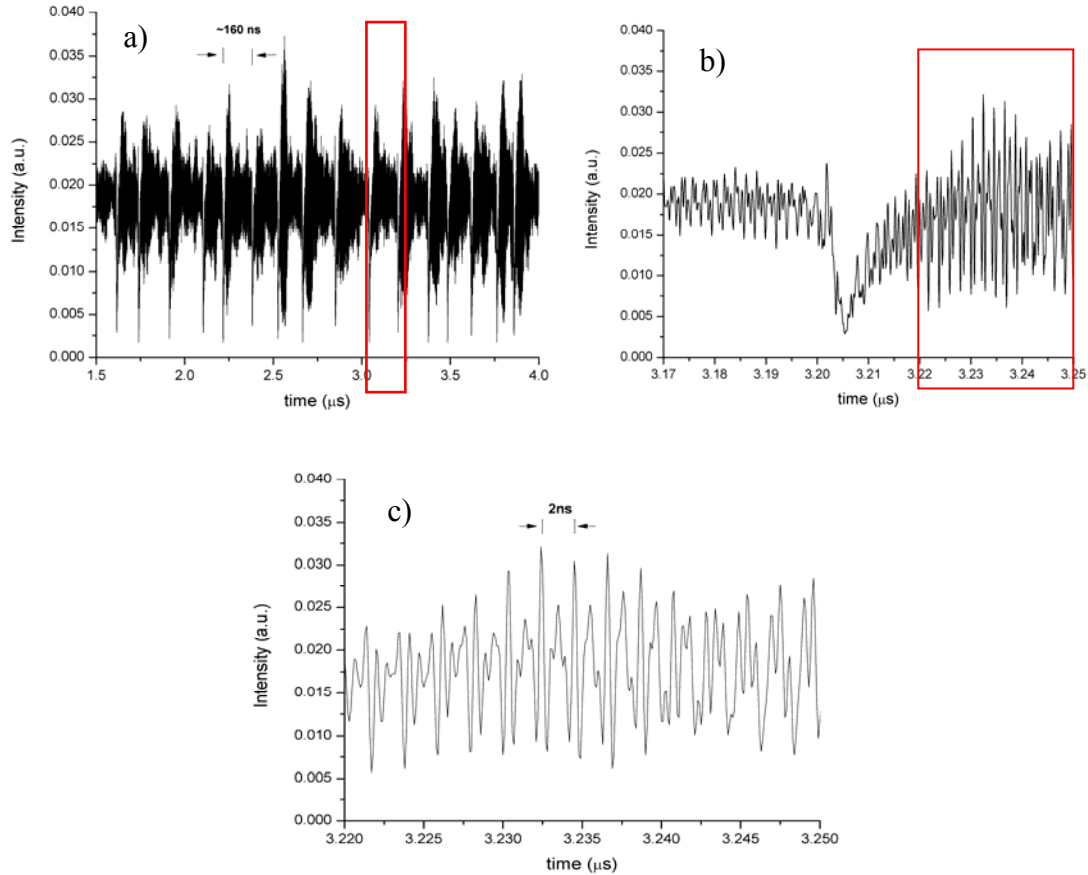


Figura 2.2.2. Seria temporală a intensității emisie laser: a) dinamică haotică de tip LFF; b) pulsuri rapide; c) trenuri de două pulsuri ultrascurte – detaliu pe zona marcată din b). Parametrii : $L_{EC} = 30$ cm, $\tau_{EC} = 2$ ns. În a) și c) sunt indicate perioadele caracteristice oscilațiilor LFF, respectiv, trenurilor de pulsuri.

Pentru analiza seriei temporale a intensității am utilizat transformata Fourier rapidă (FFT). Se obține astfel spectrul de putere care furnizează componentele în frecvență ale semnalelor analizate. În figura 2.2.3a) este prezentat spectrul de putere al seriei temporale a intensității emisie laser din figura 2.2.2a). Componentele spectrului de putere sunt reprezentate de frecvențele din banda de frecvențe joase, de până la 100 MHz (Figura 2.2.3b – reprezentând detaliu pe zona marcată din figura 2.2.3a), specifice oscilațiilor LFF, și de frecvențele înalte (HFF – high frequency fluctuations), de ordinul GHz-ilor (figura 2.2.3a).

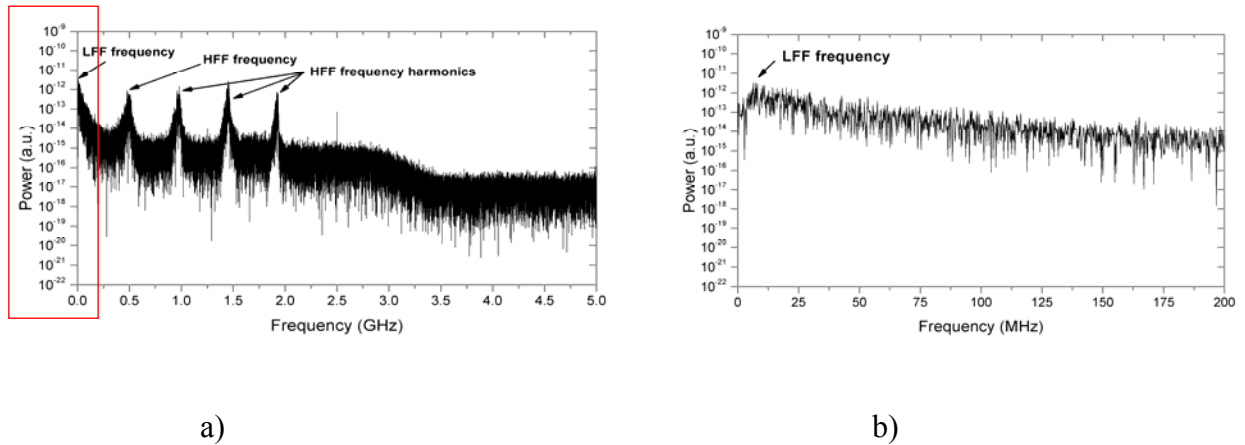


Figura 2.2.3. Spectrul de putere al seriei temporale a intensitatii emisiei laser: a) frecventele inalte (HFF – high frequency fluctuations) specifice oscilatiilor determinate de lungimea cavitatii optice externe; b) frecventele joase specifice fluctuatiilor de joasa frecventa – zoom in zona marcata in a).

Masuratorile s-au realizat pentru cuplajul optic bidirectional dintre un sistem LSCE si o dioda laser fara feedback optic.

Parametrii de operare la regimul optim de functionare a celor doua diode laser sunt pentru Master $I_{op}=109\text{mA}$; $I_{th}=54\text{mA}$ si pentru Slave $I_{op}=110\text{mA}$; $I_{th}=53\text{mA}$, ambele la temperatura $T=24^{\circ}\text{C}$ si $\lambda=663\text{nm}$.

Studiul dinamicii cuplajului haotic dintre cele doua sistem a pus in evidenta existenta a trei regimuri de cuplaj. Primul regim il reprezinta sincronizare intarziata, in care dinamica sistemului SLAVE urmareste dinamica MASTER cu o intarziere determinata de lungimea drumului optic dintre cele doua diode laser (lungimea cavitatii formata intre cele doua diode) si care este de ordinul nanosecundelor. Al doilea regim este cel al sincronizarii fara intarziere, in care nu exista intarzieri intre dinamnic MASTER si dinamica SLAVE. Al treilea regim este cel al sincronizarii anticipate, in care dinamica sistemului SLAVE anticipeaza (apare inainte) cu cateva ns dinamica MASTER.

Sincronizarea intarziata. S-au efectuat masuratori pentru lungimi diferite ale cavitatii externe a sistemului LSCE MASTER, precum si diferite rapoarte de cuplaj (respectiv CR = raportul intre puterea injectat in SLAVE si puterea emisa de SLAVE).

Pentru o lungime a cavitatii de $L_{ext}=32.5\text{cm}$, parametrii de functionare pentru MASTER au fost $I = 1.05 \cdot I_{th}$ si $T=22.5^{\circ}\text{C}$, iar pentru sistemul SLAVE, $I = 1.06 \cdot I_{th}$ si $T=24.12^{\circ}\text{C}$.

In figura 2.2.4a-c sunt prezentate seriile temporale ale intensitatii pentru dinamica cuplajului optic la trei rapoarte de cuplaj diferite. Se observa cum dinamica MASTER este urmarita de dinamica SLAVE in toate cele trei cazuri de cuplaj, cu $CR=0.6\%$, 1.2% si 3% . In toate aceste cazuti dinamica masterului

este urmarita de cea a slavului cu o intarziere de 4.5 ns, corespunzatoare lungimii cavitatii formate intre diodele laser. Reprezentarea spectrelor de putere, figura 2.2.4d-e, arata de asemenea cuplajul dintre cele doua sisteme, in acest caz se observa o suprapunere a componentelor in frecvenat din spectrul de putere.

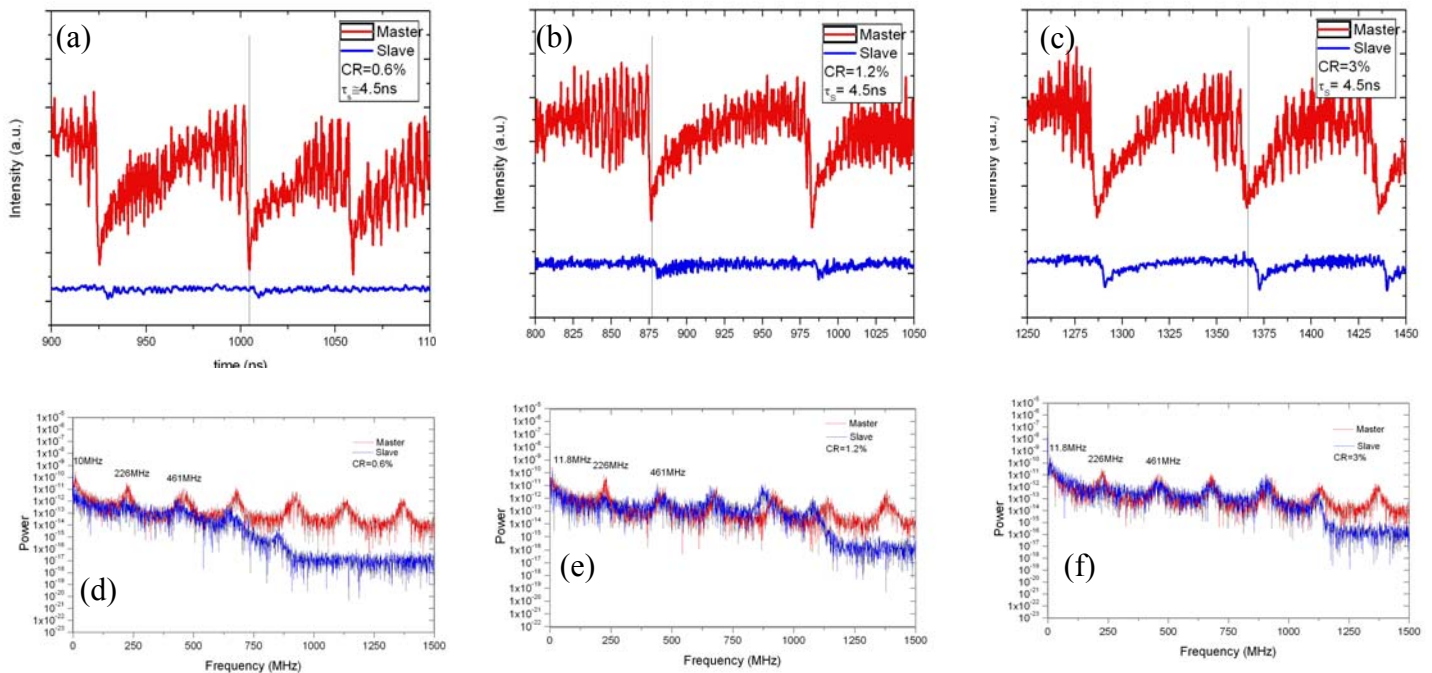


Figura 2.2.4. Seria temporală a intensității - sistemul slave urmărește masterul (a)-(c). Spectrele de putere asociate (d)-(e). $L_{ext}= 32.5\text{cm}$

În spectrul de putere prima componentă este cea determinată de fluctuațiile de joasă frecvență și are valoarea, în toate trei cazurile, de 10 MHz; a doua componentă este determinată de oscilațiile din cavitatea formată între cele două diode laser, respectiv 226 MHz (corespunzător unei lungimi a cavității de 66 cm); a treia componentă este determinată de oscilațiile rapide din cavitatea externă a sistemului LSCE MASTER, respectiv 461 MHz. (corespunzătoare unei lungimi a cavității de 32,5 cm). Următoarele componente din spectrul de putere sunt armonici ale frecvenței determinată de oscilațiile cavității externe a LSCE.

Se observă astfel cum dinamica sistemului SLAVE, în absența unui feedback optic propriu se cuplează pe dinamica haotică a sistemului MASTER.

Măsurătorile au fost repetate pentru o lungime a cavității externe a sistemului MASTER de 64.1 cm (figura 2.2.5). În acest caz parametrii de operare au fost pentru MASTER $I = 1.07 \cdot I_{th}$; $T = 22.5^\circ\text{C}$ și SLAVE $I = 1.05 \cdot I_{th}$ și $T = 24.12^\circ\text{C}$. În aceste caz sunt reprezentate cazurile cu factor de cuplaj $CR = 0.6\%$

si 1.2%. Se observa aceeași dompoartare a dinamicii sistemului SLAVE in raport cu dinamica sistemului MASTER ca si in cazul lungimii cavitatii de 32.5cm.

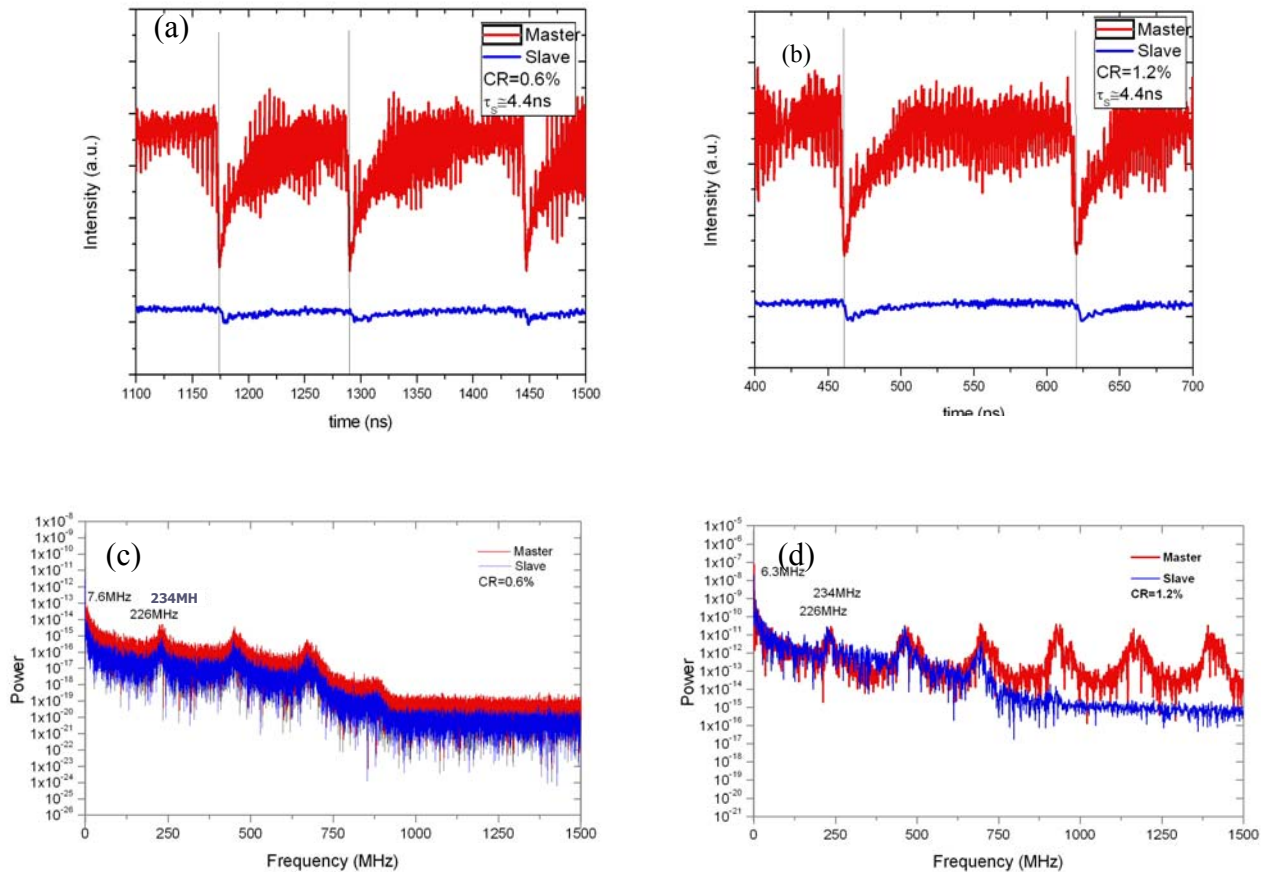


Figura 2.2.5. Seria temporală a intensității - sistemul slave urmărește masterul (a)-(b). Spectrele de putere asociate (c)-(d). $L_{ext}=64.1\text{cm}$

Frecvența determinată în spectrul de putere de noua lungime a cavității de 64.1cm este 234MHz, și se suprapune cu cea determinată de cavitatea formată între diodele laser, respectiv de 66cm (figura 2.2.5c-d). Valoarea frecvenței LFF este 7.6MHz.

Sincronizarea fără întârzieri. Al doilea regim de sincronizare s-a obținut prin ajustarea ușoară a valorii parametrilor celor două sisteme. Astfel, noile valori ale parametrilor au fost pentru MASTER $I = 0.98 \cdot I_{th}$ și $T = 22.5^\circ\text{C}$, iar pentru SLAVE $I = 1.04 \cdot I_{th}$ și $T = 23.7^\circ\text{C}$. În figura 2.2.6 este prezentat un caz de sincronizare fără întârzieri pentru o lungime a cavității de 64.1cm. Valorile componentelor din spectrul de putere sunt 8.4 MHz pentru frecvența LFF, 226 MHz pentru cea a cavității dintre diodele laser și

239MHz pentru cavitatea externa a sistemului LSCE. Ca si in cazul eprcedente exista sincronizare intre dinamicile sistemelor master si slave.

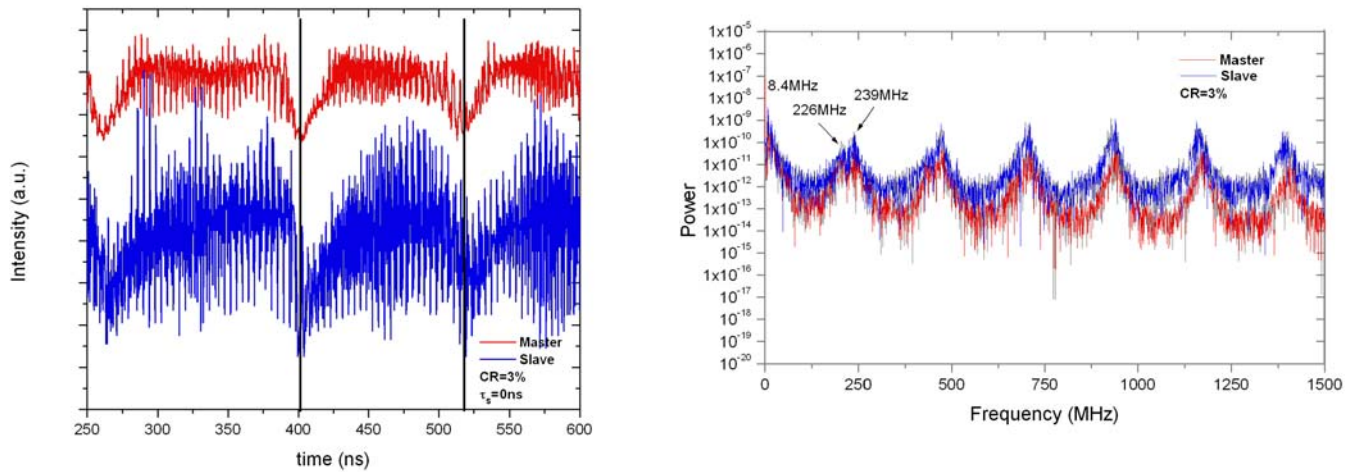


Figura 2.2.6. Seria temporală a intensității - dinamicile master și slave sincronizate fără întârzieri și spectrul de putere asociat. $L_{ext}= 64.1\text{cm}$.

Sincronizarea anticipată. Acest tip de sincronizare este un caz particular care se obține atunci când se injectează radiație de la sistemul Slave către cel Master cu o intensitate mai mare decât cea a radiației Master injectate în Slave, sau cu alte cuvinte coeficientul de cuplaj Master-Slave scade drastic, iar coeficientul de cuplaj Slave-Master crește. Parametrii de operare în cazul figurii 2.2.7, cu $L_{ext}= 32.5\text{cm}$, sunt pentru sistemul MASTER $I = 0.99 \cdot I_{th}$ și $T= 22.5^\circ\text{C}$, iar pentru sistemul SLAVE $I = 1.00 \cdot I_{th}$ și $T= 23.1^\circ\text{C}$. În acest caz atenuarea fasciculului de cuplaj este aceeași corespunzătoare coeficientului de cuplaj de 3% din precedentele cazuri, dar în realitate raportul de cuplaj scade odată cu creșterea puterii slave-ului. În figura 2.2.7 se observă cum dinamica haotică a slave-ului apare înaintea master-ului cu 4.5ns, corespunzătoare distanței dintre diodele laser. Această comportare este posibilă din cauza creșterii puterii sistemului slave, astfel încât acesta tinde să conducă sistemul master, dar cu o dinamică dată de dinamica haotică a celui din urmă.

În figura 2.2.8 este prezentat cazul sincronizării anticipate pentru o lungime a cavității de 64.1 cm. Parametrii în acest caz sunt pentru MASTER $I = 0.98 \cdot I_{th}$ și $T= 22.5^\circ\text{C}$, iar pentru SLAVE $I = 1.04 \cdot I_{th}$ și $T= 23.4^\circ\text{C}$. Și în acest caz sunt valabile observațiile făcute în cazul rezultatelor prezentate în figura 2.2.7.

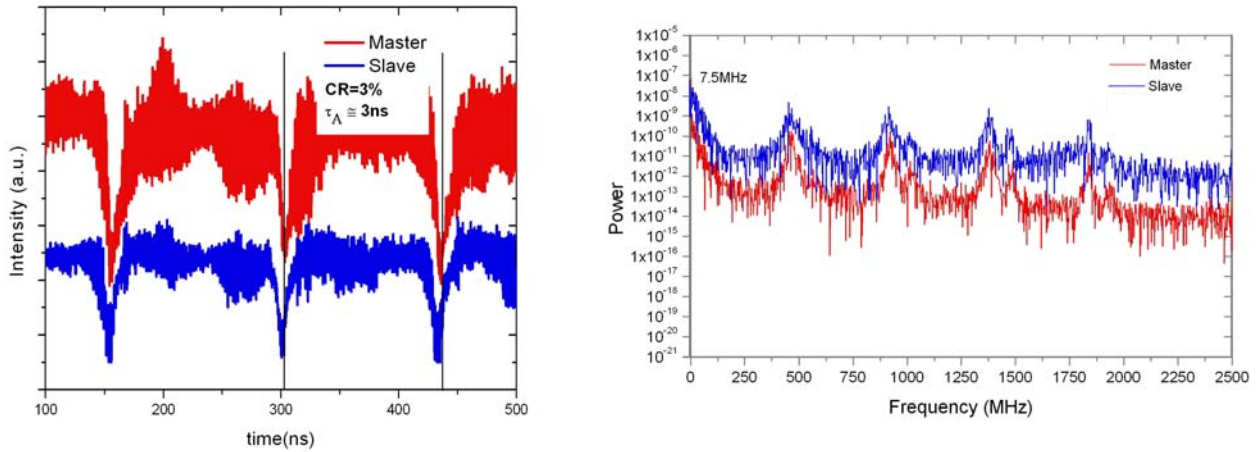


Figura 2.2.7. Seria temporală a intensității - sincronizare anticipată și spectrul de putere asociat. $L_{ext}=32.5\text{cm}$.

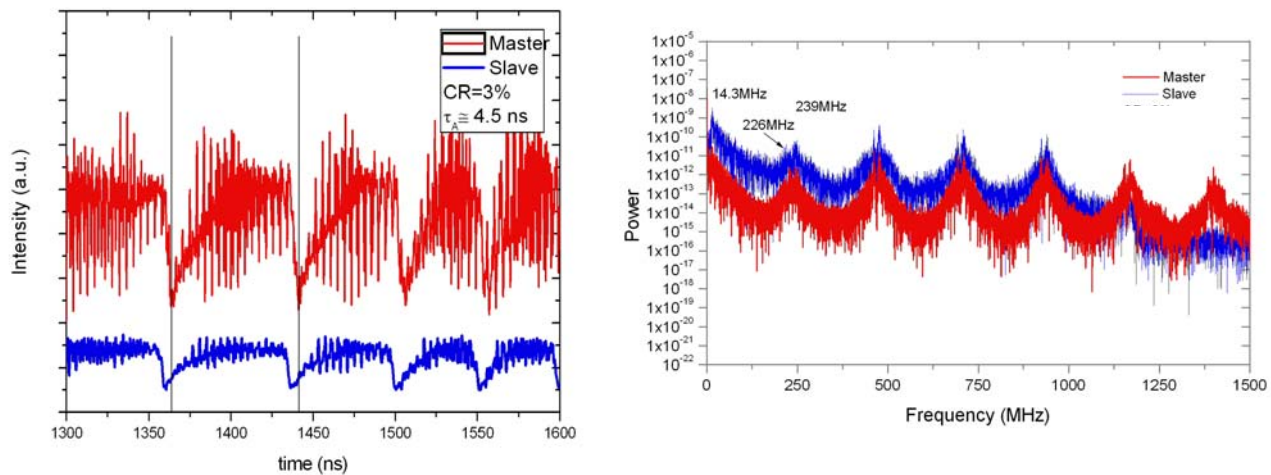


Figura 2.2.8. Seria temporală a intensității - sincronizare anticipată și spectrul de putere asociat. $L_{ext}=64.1\text{cm}$.

Spectrul optic de emisie. Un set de măsurători au fost realizate cu privire la comportarea spectrului optic de emisie al sistemului în condiții de sincronizare Master - Slave. În figura 2.2.9 sunt prezentate spectrele de emisie ale sistemului Master și Slave în prezența unui feedback optic asigurat de un element reflector extern (fără cuplaj master – slave) figura 2.2.9a, și fără feedback optic figura 2.2.9b. În cazul emisieii laser la prag, în absența feedback-ului optic, cele două diode, alese special pentru a avea

aceleasi caracteristici constructive si de functionare, prezinta spectre optice intre care exista doar o deplasare in lungimea de unde de $\sim 0.15\text{nm}$.

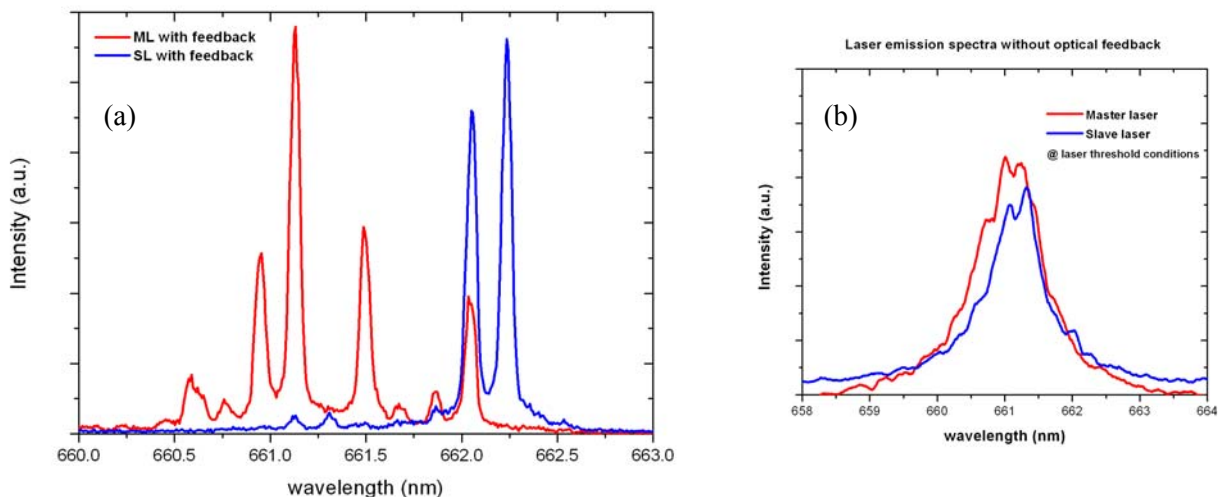


Figura 2.2.9. Spectrul de emisie al sistemului LSCE master si a sistemului SLAVE a) in conditiile de feedback optic (fara cupla) si b) fara feedback optic.

Spectrele diodelor in prezenta feedbackului optic sunt spectre caracteristice sistemelor LSCE avand ca element reflectator extern o oglinda. Se observa ca spectrele celor doua diode in prezenta feedbackului optic difera substantial, existand o zona de suprapunere relativ mare, dar cu moduri neactivate in conditiile de feedback date.

In cazul sincronizarii intrziate, pentru o lungime a cavitatii de 64.1 cm, si factor de cuplaj de 5%, spectrul optic al sistemul sincronizat haotic MASTER – SLAVE este prezentat in figura 2.2.10. Se observa cum spectrul optic de emisie determinat de cuplaj tinde sa se suprapuna peste modurile sistemului SLAVE in absenta cuplajului optic.

In cazul sincronizarii fara intarzieri (figura 2.2.11), in conditiile aceleiasi lungimi a cavitatii masterului de 64.1 cm, si factor de cuplaj de 3.5%, spectrul optic de emisie al sistemul sincronizat haotic MASTER – SLAVE prezinta moduri activate atat din cele ale masterului si slavului, cat moduri activate intre modurile masterului si slavului.

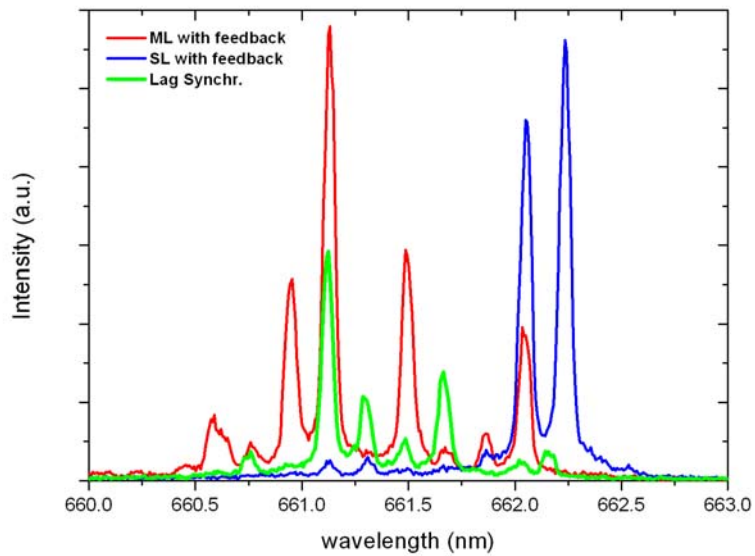


Figura 2.2.10. Spectrul optic de emisie al sistemului sincronizat MASTER - SLAVE – sincronizare intarziata.

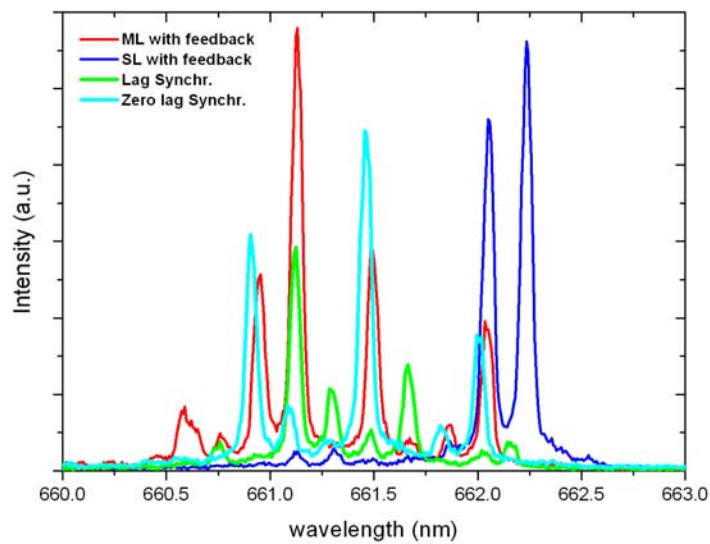


Figura 2.2.11. Spectrul optic de emisie al sistemului sincronizat MASTER - SLAVE – sincronizare fara intarzieri.

In cazul sincronizarii anticipate (figura 2.2.12), pentru cavitate externa de 64.1 cm, si factor de cuplaj de 3.4%, spectrul optic de emisie al sistemul sincronizat haotic MASTER – SLAVE prezinta moduri activate si de intensitate mare, preponderent din spectrul optic al slavului.

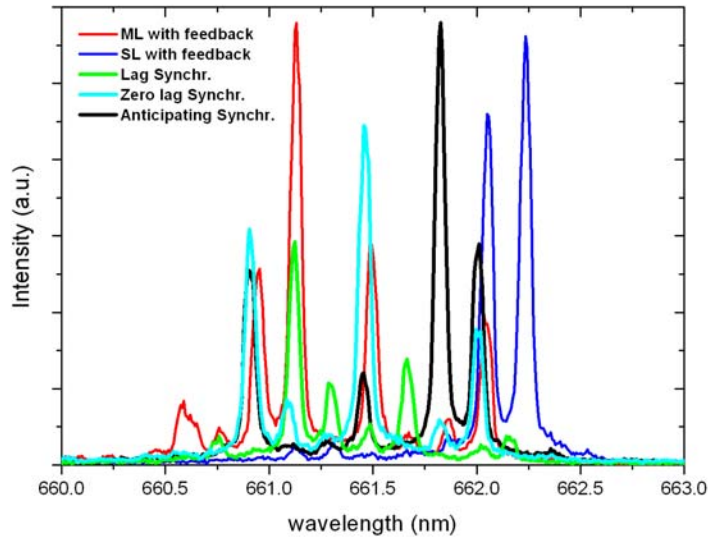


Figura 2.2.12. Spectrul optic de emisie al sistemului sincronizat MASTER - SLAVE – sincronizare anticipata.

Aceste masuratori au aratat ca exista o tendinta in spectrului optic al sistemului sincronizat Master – Slave de a se activa modurile preponderent din spectrul sistemului care determina dinamica haotica a sincronizarii haotice, respectiv a sistemului a carui dinamica apare prima in seria temporala.

In cadrul acestor masuratori s-a studiat dinamica sincronizarii haotice a unui sistem LSCE master cuplat bidirectional cu un sistem Slave reprezentat de o dioda laser fara feedback optic. Prin modificarea parametrilor de operare s-au indus modificari in dinamica laser in asa fel incat spectrul de emisie laser, intensitatea laser si spectrele de putere au indicat diferite regimuri de sincronizare. Pentru doua lungimi diferite ale cavitatii externe s-au obtinut starile de sincronizare intarziata, fara intarziere si anticipata prin modificare usoara a curentului de injectiei si a temperaturii de termostatare a celor doua diode laser.

2.3. Sincronizare haotica sub influenta modularii in curent. Procesarea datelor cu coduri dedicate scrise în MatLab. Demonstrarea functionalitatii solutiei de cuplaj.

Montajul utilizat pentru punerea in evidenta a controlului dinamiciei haotice prin modulare in curent este cel descris in figura 2.2.1. S-a studiat, in acest caz, pe langa sincronizarea haotica intre cele doua sisteme, master si slave, si efectele modularii in curent a masterului asupra dinamiciei de cuplaj.

Pentru studierea influentei modularii asupra dinamiciei de cuplaj haotic s-a utilizat aceeași analiza statistica a fluctuatiilor de joasa frecventa, metoda descris in paragraful 1.2, a emisiei celor doua sistem in conditii de cuplaj haotic.

In figura 2.3.1 sunt prezentate seria temporală (figura 2.3.1a), spectrele de putere (figura 2.3.1b) si statistica caderilor la zero ale puterii laser (figura 2.3.1c) pentru sistemele master, in absenta cuplajului optic, dar in prezenta feedbackului optic (lungimile cavitatilor externe fiind de 64.1 cm). In figura 2.2.2 sunt prezentate aceleasi rezultate ca in figura 2.3.1, dar pentru sistemul slave, de asemenea, in absenta cuplajului si in prezenta feedbackului optic (lungimea cavitatii de 64.1cm)

Masuratorile s-au realizat in conditii de sincronizare intarziata. Parametrii corespunzatori masuratorilor din figura 2.3.1 au fost $I = 1.05 \cdot I_{th}$ si $T = 22.5^\circ C$, iar pentru figura 2.3.2, $I = 1.05 \cdot I_{th}$ si $T = 23.67^\circ C$.

In cazul sistemului master se observa atat in spectrul de putere, cat si in statistica caderilor la zero, existenta unei frecvente dominante naturale a fluctuatiilor de joasa frecventa centrata pe 10 MHz, respectiv 0.1 us.

Pentru sistemul slave spectrul de putere si histograma LFF indica existenta atat a unei frecvente dominante la 3.4 MHz, respectiv 0.3 us, cat si prezenta altor oscilatii cu frecventa apropiata. Dinamica sistemului slave s-a prezentat in aconditii de feedback optic pentru a compara dinamica acestuia cu cea rezultata in urma injectiei de radiatie de la master, situatie in care sistemul slave functioneaza fara feedback.

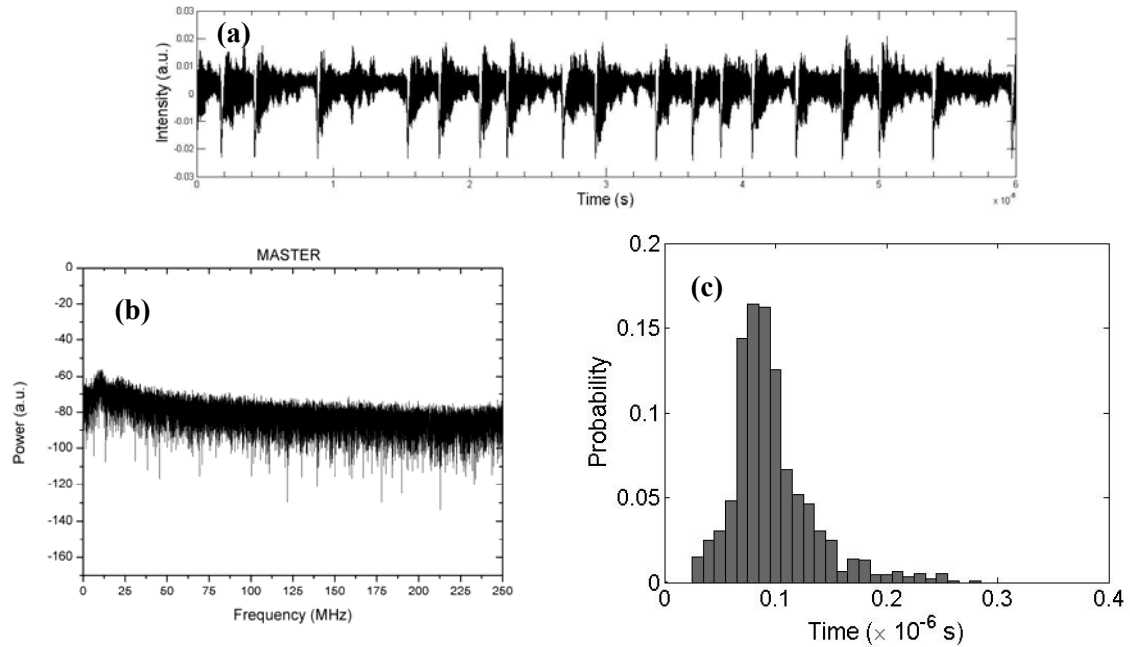


Figura 2.3.1. Sistemul master cu dinamica haotica in absenta cuplajului opric; a) seria temporală a intensitatii laser; b) spectrul de putere asociat intensitatii si c) histograma caderilor la zero ale puterii; Frecvența dominantă a oscilațiilor LFF este 10MHz ($0.1 \mu\text{s}$).

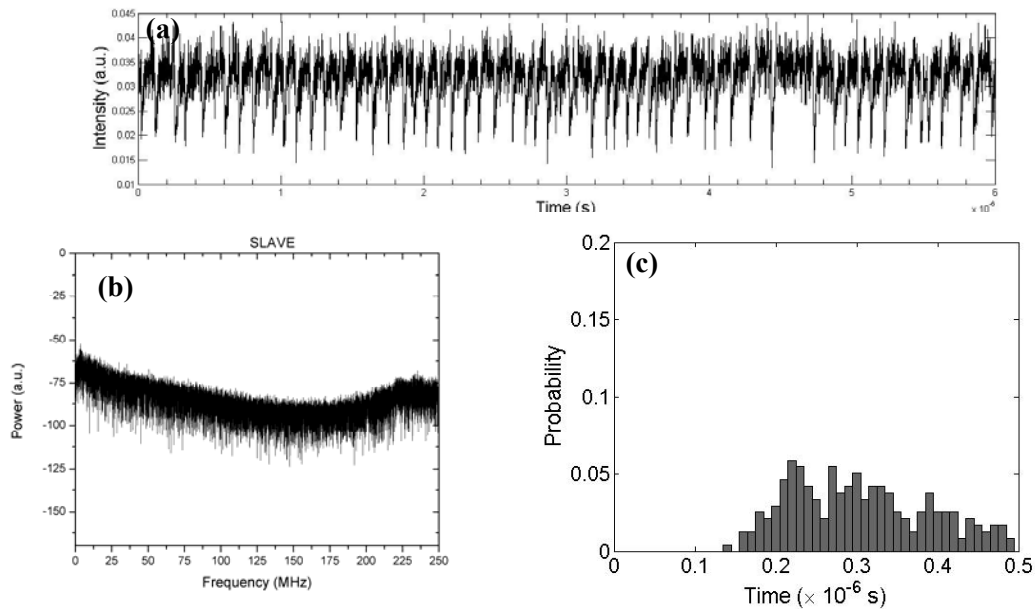


Figura 2.3.2. Sistemul slave cu dinamica haotica in absenta cuplajului opric; a) seria temporală a intensitatii laser; b) spectrul de putere asociat intensitatii si c) histograma caderilor la zero ale puterii; Frecvența dominantă a oscilațiilor LFF este 3.4MHz ($0.3 \mu\text{s}$).

Dinamica sistemului slave modulata la 8MHz in absenta cuplajului este reprezentat in figura 2.2.3. Se observa in histograma ca fata de figura 2.3.1c evenimentele s-au grupat in jurul frecventei naturale de oscilatie a LFF, dar si in jurul valorii induse de modularea la 8MHz, respectiv 0,125 us.

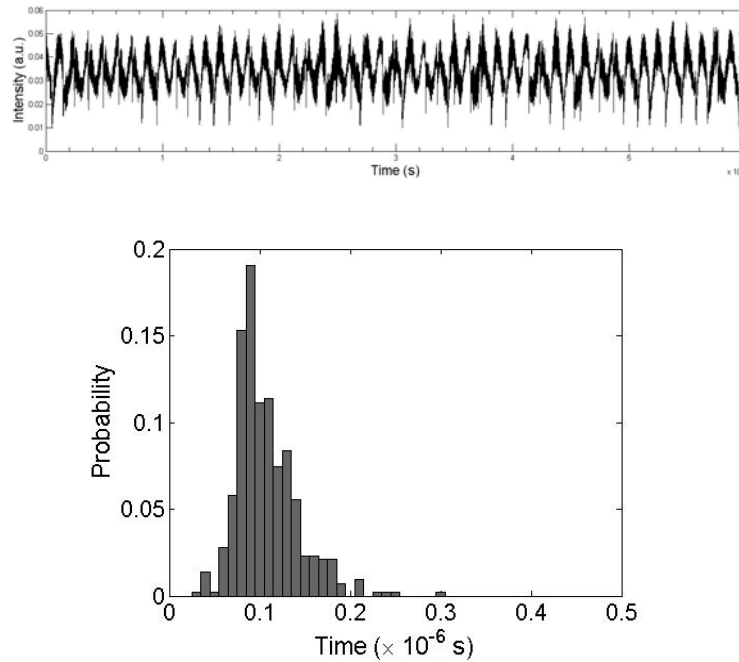


Figura 2.3.3. Sistemul master cu dinamica haotica modulata la 8 MHz (0.125us) in absenta cuplajului optic; a) seria temporală a intensitatii laser; b) histograma caderilor la zero ale puterii;

In figura 2.2.4, respectiv histograma caderilor in putere a LFF, cuplarea dinamicii haotice a sistemului LSCE master cu dinamica modulatorului este mult mai evidenta. Se observa gruparea evenimentelor (perioadei temporale a LFF) intr-o structura bimodala, cu picuri centrate pe 0.067 us, determinat de modulator, si 0.1 us, determinat de frecventa naturala de oscilatie a LFF.

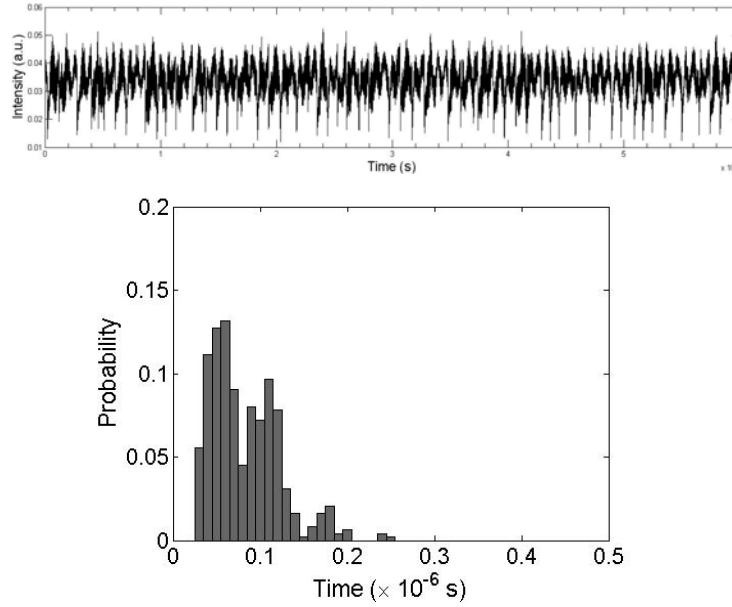


Figura 2.3.4. Sistemul master cu dinamica haotica modulata la 15 MHz (0.067us) in absenta cuplajului opric;
a) seria temporală a intensitatii laser; b) histograma caderilor la zero ale puterii;

Stabilirea cuplajului haotic între sistemele master nemodulat și slave conduce la apariția aceleiași dinamici haotice în emisia ambelor sisteme, dar apropiată de caracteristica sistemului LSCE master (figura 2.3.5).

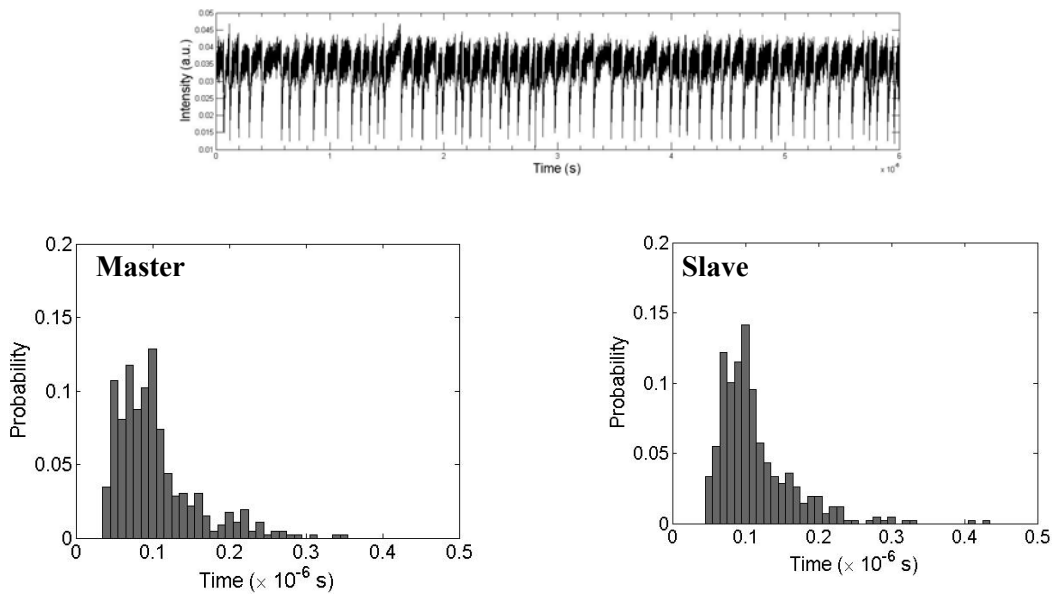


Figura 2.3.5. Sistemele master și slave cuplate haotic, fără modulare; a) seria temporală a intensitatii laser; b) histogramele caderilor la zero ale puterii pentru master și slave;

Dinamica haotica a sistemelor master si slave cuplate se modifica in prezenta modularii la 8MHz (figura 2.3.6) a curentului sistemului master fata de cea in absenta modularii (figura 2.3.5). In acest caz, dinamica ambelor sisteme reflectata in histograme prezinta o grupare periodelor LFF atat dupa frecventa modulatorului, cat si dupa frecventa naturala de oscilatie master.

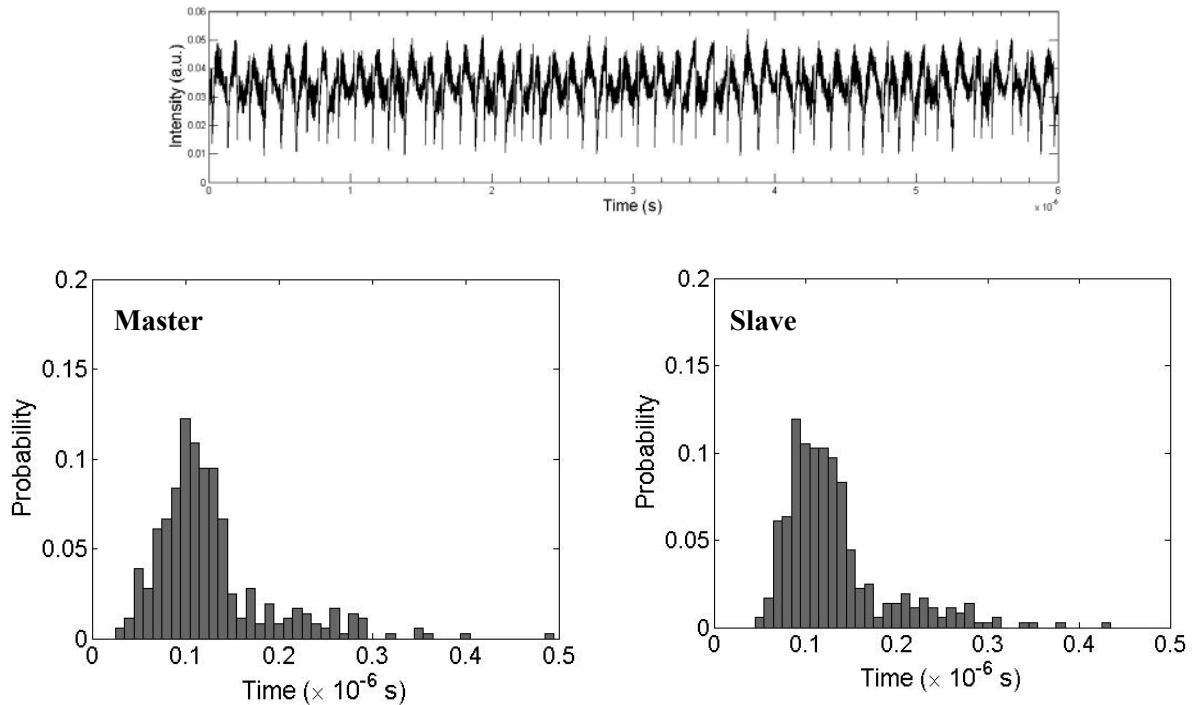


Figura 2.3.6. Sistemele master si slave cuplate haotic, cu modulare la 8MHz cu $m=3.4 \times 10^{-2}$, a) seria temporală a intensitatii laser; b) histogramele caderilor la zero ale puterii pentru master si slave;

Dinamica haotica in cazul modularii la o frecventa de 15MHz (figura 2.3.6) indica o dinamica de evolutiei perioadelor temporale ale LFF diferita fata de cazul modularii la 8MHz.. Astfel, apare o grupare mult mai evidenta si pronuntata a intervalelor temporale dintre caderile succesive la zero ale puterii in jurul unei valori diferite, atat de frecventa naturala de oscilatie a LFF in absenta cuplajului, cat si in prezenta acestuia, fara modulare. Aceasta corespunde perioadei de 0.125us (modulare de 8 MHz), dar este total intamplatoare. Este posibil ca modularile la valori ale frecventei corespunzatoare unor perioade temporale care nu se gasesc in domeniul de frecventele (perioadele) delimitat de frecventele naturale de oscilatie in cele doua sisteme haotice sa nu aiba efect de contril asupra dinamicii haotice, ci doar de grupare a perioadelor temporale, dar dupa valori altele decat cele de modulare.

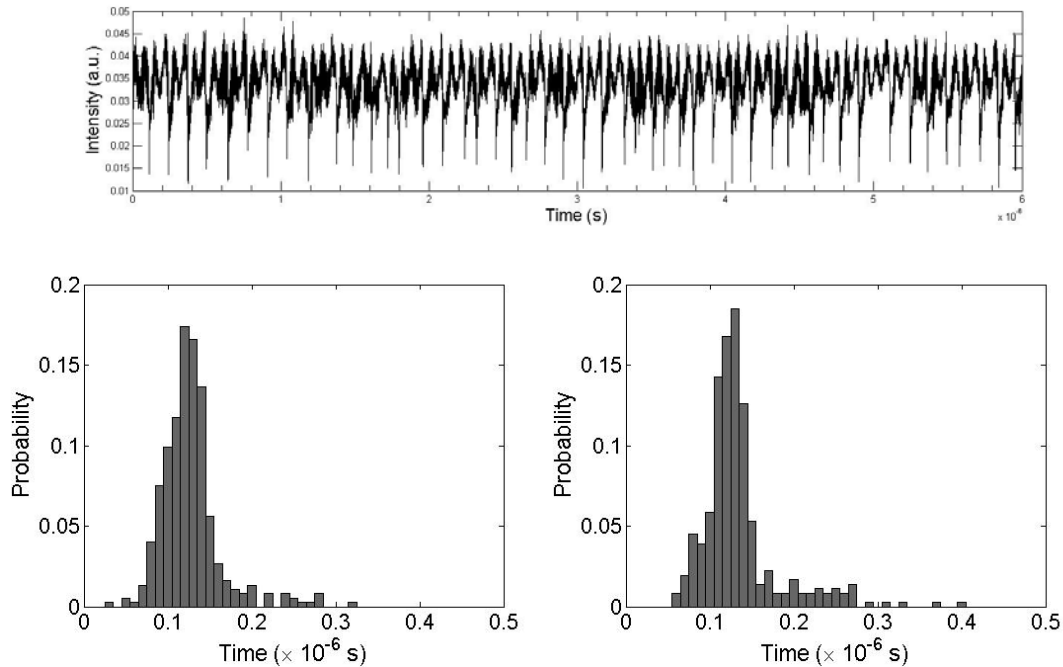


Figura 2.3.6. Sistemele master si slave cuplate haotic, cu modulare la 8Mhz cu $m=3.4 \times 10^{-2}$, a) seria temporală a intensitatii laser; b) histogramele caderilor la zero ale puterii pentru master si slave;

S-au realizat masuratori privind controlul dinamicii haotice a sincronizarii sistemului LSCE cu dioda laser in schema de cuplaj Master-Slave (solutia aleasa pentru montajul experimental de cuplaj) si s-a pus in evidenta posibilitatea controlarii prin modulare a dinamicii haotice a sistemului sincronizat haotic. Sistemul experimental de cuplaj dezvoltat reprezinta o solutie tehnologica de laborator, care permite verificarea si experimentarea diferitelor metode de control prin modulare, pentru diferite componente opto-mecanice si optice, in scopul imbunatatirii parametrilor tehnologici si de functionare, cu aplicabilitate in transmiterea optica de informatie pe purtatoare haotice. Rezultatele masuratorilor reprezinta si premisele realizarii pe viitor a unui dispozitiv compact de punere in evidenta si control a dinamicii haotice cu specificatii tehnice asemanatoare cu cele ale sistemului experimental dezvoltat, care poate fi studiat si testat in aplicatii in cadrul laboratoarelor institutiilor de invatamand de profil.

3. Analiza numerica a influentei modularilor CI, EO, de faza, si PZ asupra emisiei sistemului laser haotic; Identificarea modelului teoretic si numeric de cuplare optica a sistemelor laser haotice si analiza numerica a influentei modularii asupra cuplarii sistemelor haotice

3.1. Analiza numerica a influentei modularilor CI, EO, de faza, si PZ asupra emisiei sistemului laser haotic;

Modulația dinamicii neliniare a sistemului diodei laser cu cavitare extinsă poate fi analizată sintetic plecând de la ecuațiile generale ale unui sistem ECSL multimod (extensie a ecuațiilor monomod prezentate în fazele anterioare). Aceste ecuații pot fi scrise plecând de la modelul standard Lang-Kobayashi cu termen de întârziere [3.1 -3.3], care dau o aproximare validă a funcționării monomod, iar generalizarea acestora la sisteme multimod poate fi făcută plecând de la mai multe ipoteze. În general se consideră în toate abordările că fiecare mod este reprezentat separate în amplitudinea anvelopei câmpului electric complex. Pentru ecuația purtătorilor de sarcină există modele care presupun că fiecare mod are o densitate de purtători proprie [3.4], dar majoritatea dintre acestea consideră că o singură densitate de purtători este împărțită de toate modurile [3.5, 3.6], interacționând prin procese de auto și inter-saturație [3.6] sau introducând un model de câștig dependent de mod [3.5]. Alte modele multimod presupun că proprietățile dinamice sunt determinate în special de coeficientul de difuzie a purtătorilor de sarcină ce controlează cuplarea modurilor în mediul activ prin lărgirea domeniului de inversie spațială [3.7]. Vom considera un model al câștigului dependent de mod folosind un set de ecuații pentru anvelopa de variație lentă E_m a câmpului electric efectiv $E_m(t)e^{-i\omega_m t}$ al fiecărui mod m , [3.8, 3.9]:

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = (1 - i\alpha)(G_m(t) - \eta_m)\frac{E_m(t)}{2} + \gamma_m(t)E_m(t - \tau)e^{i(\omega_0\tau + \Phi_{PM}(t))} + F_m, \quad (3.1)$$

și o singură ecuație pentru numărul purtătorilor de sarcină $N(t)$ ai laserului,

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{e} - \frac{1}{\tau_N}N(t) - \sum_m G_m(t)|E_m(t)|^2, \quad (3.2)$$

cu

$$G_m(t) = \frac{g(N(t) - N_o)}{(1 + s|E_m(t)|^2)} \left[1 - (m - m_c)^2 \left(\frac{\Delta\omega_l}{\Delta\omega_g} \right)^2 \right]. \quad (3.3)$$

unde $m = -M, \dots, M$ ($m = m_c = 0$ corespunzând modului localizat la maximul curbei de câștig a laserului

solitary). Laerul solita oscilează pe modul longitudinal $m = 0$ (egal aici cu m_c), cu frecvența unghiulară $\omega_c = 1.2 \text{ rad} \cdot \text{fs}^{-1}$ (în IR apropiat) sub emisie continuă (frecvența modului central al laserului multimod). Parametrii modelului sunt: factorul de lărgire a liniei $\alpha=5$, pierderile în cavitate η_m (considerate aici independente de mod $\eta_m = 1/\tau_p$, unde $\tau_p = 2 \text{ ps}$ este timpul de viață al fotonilor) și coeficientul de feedback γ_m , raportat la parametrii cavității $\gamma_m = (1-R)\sqrt{\rho_m/R} \cdot 1/\tau_i = \Gamma_m/\tau_i$, unde R este reflexivitatea oglinzii de ieșire, Γ_m este partea de putere laser cuplată cu cavitatea exterioară și $\tau_i = 2nl/c = 8 \text{ ps}$ este timpul de parcurgere a cavității interioare (egal și el pentru toate modurile - cu n fiind indicele de refracție al mediului active și l lungimea cavității interne).

Factorul de emisie spontană, $F_m = \sqrt{2\beta N(t)}\xi_m(t)$, este modelat de ξ_m , un zgomot alb Gaussian necorelat ($\langle F_m^*(t), F_n(t') \rangle \sim \delta_{mn}\delta(t-t')$), de medie nulă și o rată de emisie spontană de $\beta = 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ ps}^{-1}$. Puterea de ieșire a laserului multimod se consideră a fi dată de suma becoerentă a termenilor modali

$$P(t) = \frac{hc\omega_c\varepsilon}{4\pi\mu} \sum_m |E_m(t)|^2, \quad (3.4)$$

unde h este constanta Planck, $\varepsilon = 45 \text{ cm}^{-1}$ factorul de pierdere la ieșire și $\mu = 4$ este indicele de refracție de grup. Deplasarea în fază $\omega_{0m}\tau$ din termenul de feedback este datorată timpului de zbor în cavitatea exterioară, cu ω_{0m} frecvența nominală a modului m , $\omega_{0m} = \omega_c + m\Delta\omega_l$, unde $\Delta\omega_l = 2\pi/\tau_i$ este spațierea modurilor longitudinale. Timpul de întoarcere al cavității externe este $\tau = 2L/c = 200 \text{ ps}$ (L este distanța de la oglinda de ieșire a laserului la reflectorul exterior și c este viteza luminii în vid) este de asemenea considerată egal pentru toate modurile.

În ecuația densității purtătorilor de sarcină (2), N reprezintă densitatea de purtători mediată pe întreaga regiune activă cu N_0 ($1.5 \cdot 10^8$) densitatea de purtători la transparență, $\tau_N = 2 \text{ ns}$ este timpul de viață al perechilor electron-gol, I este curentul de injecție iar e este sarcina electronului. Coeficientul de câștig dependent de mod G_m este presupus să aibă un profil parabolic (3), cu parametrul de câștig $g = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ ps}^{-1}$ și coeficientul de saturație al câștigului $s = 5 \cdot 10^{-7}$.

O altă aproximare a coeficientului de câștig dependent de mod poate fi aceea abordată în [3.7]

$$G_m(N) = G_c(N(t) - N_o) \left[1 - \left(\frac{(\omega_m + \omega_{peak}(N))^2}{\Delta\omega_g} \right) \right] \quad (q3')$$

cu G_c este coeficientul de câștig diferențial la maximum câștigului laserului solitary, $\omega_m = \omega_{0m} + d\phi_m(t)/dt$ cu ϕ_m faza anvelopei câmpului complex al modului m , și $\omega_{peak}(N) = \omega_c + \omega_N(N - N_{th})$ cu N_{th} numărul de purtători la prag. Dacă considerăm $M = 0$ se regăsesc ecuațiile mono-modale discutate în fazele anterioare.

Dinamica sistemelor laser cu semiconductori este influențată de o serie întreagă de caracteristici intrinsece ale sistemului [3.11]. Câștigul larg al mediului activ ($\sim 5 \text{ nm}$, care permite excitarea în cavitatea interioară a unui număr mare de moduri longitudinale) și dependența puternică a indicelui de refracție de densitatea de purtători excitați sau de temperatură sunt probabil cei mai importanți.

Acești parametri sunt parametri tehnologici și pot fi doar folosiți la realizarea unor sisteme având parametri bine determinați. Modularea unui astfel de sistem dinamic poate fi realizată însă prin controlul parametrilor accesibili experimental, anume cei care se referă la termenul de feedback, în condiții de temperatură controlată.. Deoarece în simulările noastre cea mai simplă formă de modulare este cea armonică vom folosi expresii periodice simple, sinusoidale, pentru exprimarea modulărilor diferiților parametri. Parametrii supuși modulării pot fi, referitor la ecuația (3.1):

- $\gamma_m = \Gamma_m/\tau_i$, Γ_m fiind partea de putere laser cuplată din cavitatea exterioară, deci prin modularea amplitudinii câmpului reinjectat în diodă, o vom numi **modulare de amplitudine (MA)**, realizată practic cu diferite sisteme de control a transparenței (de exemplu electro-optic prin controlul polarizării în sisteme polarizor-analizor, sau cu un filtru cu cristale lichide pentru frecvențe joase de modulare), $\Gamma(t) = A \sin(2\pi\Omega_L t)$;

- timpul de întoarcere al cavității externe $\tau = 2L/c$, adică prin modularea timpului de zbor în cavitatea exterioară, realizat prin modificarea controlată a lungimii optice a cavității exterioare, care se poate obține fie prin *modificarea lungimii geometrice* (posibilă printr-o **modulare piezoelectrică** MPZ) fie prin *modificarea indicelui de refracție* al unei porțiuni din caviattea exterioară (realizabilă prin modulare electro-optică cu controlul indicelui de refracție MEO), deci o *modulare a fazei* câmpului reinjectat. În ecuația (q1) factorul de modulare al timpului de zbor poate fi exprimat ca $\tau(t) = A \sin(2\pi\Omega_L t)$, iar factorul de întârziere în fază prin $\exp(i\Phi_{PM}) = \exp(iA \sin(\Omega_{PM} t))$. În general întârzierea câmpului electric introdus de modulator $\Delta\Phi_{PM} = A \sin(\Omega_{PM} t)$, dată de timpul suplimentar de zbor în cavitatea exterioară, este mic în

comparație cu timpul total de zbor în cavitatea exterioară, $\Delta t_{PM} \ll \tau$, și de aceea putem presupune că $E_{t,r}(t - \tau - \Delta t_{PM}) \cong E_{t,r}(t - \tau)$, presupunem de asemenea că factorul de modulație al cavității externe este mult mai mic decât faza principală, $A \ll \omega\tau$.

•curentului de injecție poate fi de asemenea un coeficient ușor controlabil experimental care permite realizarea unei **modulări în curent** (MCI). Acest control influență direct atât variația numărului de purtători cât și condițiile termice realizabile. Modularea curentului se răsfrânge în ecuațiile noastre dinamice la utilizarea explicită a funcție temporale din ecuația (3.2) $I(t) = A \sin(2\pi\Omega_I t)$, unde A este amplitudinea de modulare iar Ω_I este frecvența de modulare a curentului de injecție.

Analiza numerică a ecuațiilor dinamice pentru sistemele haotice deterministe, precum sistemul ECSL, este în mod uzual singura posibilitate de analiză complexă și completă a dinamicii sistemului. Din punct de vedere al modelării numerice, rezolvarea sistemului de ecuații neliniare cuplate implică prin scara temporală la care se referă fenomenul, picosecunde, cât și prin durata necesară de simulare, de ordinul a milioane de pași temporali, o memorie dinamică suficient de mare, un procesor rapid, și programe specifice de simulare numerice deosebit de performante. Deoarece mediul de programare științifică Matlab / Simulink, este conceput pentru o interfațare facilă cu utilizatorul, dispunând de un număr foarte mare de rutine generale, cu aplicabilitate și versatilitate în soluționarea numerică a diferitelor probleme teoretice, și deoarece are o viteză de calcul acceptabilă (simularea și analiza fenomenelor sistemului LCSE se va face printr-o corelare secvențială între experimentul fizic și rezultatele simulărilor numerice), să alege acest mediu de programare pentru realizarea simulărilor numerice.

Simulările au fost rezultatele folosind un algoritm Runge-Kutta(2,3) cu integrator Bogacki-Shampine și o schemă de interpolare cubica Hermite, folosind mediul de programare Matlab-Simulink. În general seria temporală a puterii prezentată în grafice este filtrată cu un filtru trece jos cu pragul de taiere de $3 \cdot 10^8$ Hz, similară rezultatelor obținute experimental, observate cu un detector optic. Pentru simulările următoare valorile parametrilor ecuațiilor (3.1 – 3.3) sunt: $\omega = 1.2$ rad/fs, $\alpha = 5$; $g = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ps}^{-1}$; $s = 5 \cdot 10^{-7}$; $\tau = 1$ ns; $\tau_p = 2$ ps; $\gamma = 3 \cdot 10^{10}$; $N_0 = 1.5 \cdot 10^8$; $\tau_N = 2$ ns; $\beta = 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ps}^{-1}$; $\Delta\omega_g = ; 2\pi \cdot 4.7$ THz; $\Delta\omega_I = 2\pi/\tau_i$, și $\tau_i = 8$ ps. Pentru un sistem ce emite în zona VIS a spectrului ($\lambda \approx 658.4$ nm) parametrii ce pot fi folosiți sunt: $\alpha = 4$; $G_c = 4 \cdot 10^3 \text{s}^{-1}$; $s = 5 \cdot 10^{-7}$; $\tau = 5$ ns; $\tau_p = 2$ ps; $\gamma = 7.5 \cdot 10^{-2}/8.3$ ps; $N_0 = 1.1 \cdot 10^8$; $\tau_N = 2$ ns; $\Delta\omega_g = ; 2\pi \cdot 2.82$ THz; $\Delta\omega_I = 2\pi/\tau_i$, și $\tau_i = 8.3$ ps.

În Anexa I sunt prezentate modulele constituente ale programului de simulare al ecuațiilor (3.1 – 3.3) cu modularea aferentă a parametrilor experimentali.

Atât analiza experimentală cât și datele prezentate prin simulare numerică în literatura de specialitate și confirmate de simularea noastră arată că atunci când dimensiunea drumului optic al cavității rezonante exterioare este mai mică decât lungimea de coerență a radiației generate sistemul se comporta ca un laser clasică cu cavitare extinsă, pe când în cazul folosirii unor dimensiuni mai mari se manifesta o serie întreaga de comportări haotice, vezi și [3.12].

Nivelul feedback-ului optic influențează de asemenea evoluția sistemului laser. Un nivel coborât este eficient în îngustarea liniei de emisie a diodei laser și selecția modurilor (de exemplu dacă o dioda tipică are o lărgime a liniei pentru un mod laser liber de aproximativ 50~100 MHz, acesta se reduce semnificativ la mai puțin de 1 MHz). Un nivel ridicat al feedback-ului optic generează lărgirea liniei de emisie de până la 10 GHz și apariția dinamicii haotice, așa numitul colaps al coerenței – trecerea de la o stare de lungime de coerență mare la una redusă și include bifurcații subarmonice, comportare intermitentă și auto pulsarea.

Dacă dioda laser este alimentată în apropierea curentului de deschidere apar așa numitele fluctuații de joasă frecvență (Low Frequency Fluctuation). Dintre alte manifestări ale dinamicii haotice a emisieii sistemelor laser interesante sunt acelea legate de cuplarea sistemelor haotice (sincronizarea traiectoriilor haotice este bazată pe un fenomen similar fenomenului de rezonanță a oscilatorilor liniari), fenomen utilizat experimental în codarea comunicațiilor (vezi sfârșitul prezentului raport).

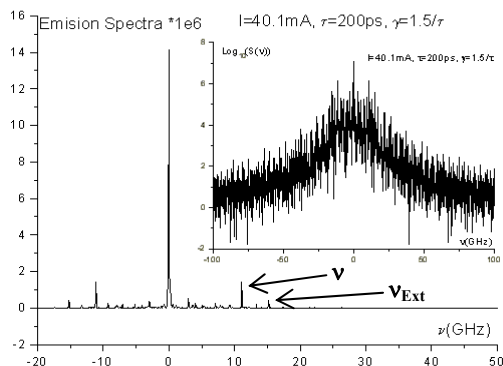


Fig. 3.1.2. Emisie (cavitare extinsă) la coeficient de feedback mic (inițierea “haosului”) - spectrul centrat al emisieii

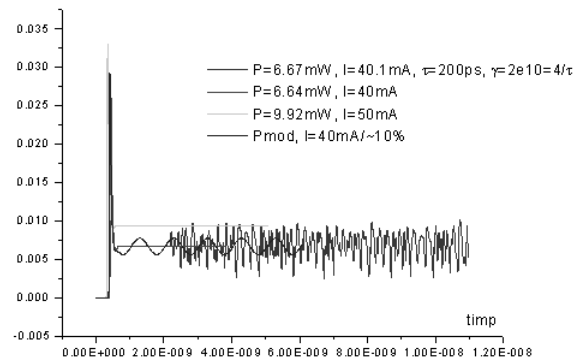


Fig. 3.1.1 Emisie peste prag (cu și fără cavitare extinsă)

În funcție

de valorile curentului de injecție se obțin diverse traiectorii, atât prin simularea numerică a ecuațiilor ($q1-q3$), cât și experimental. Se poate obține atât o emisie continuă, în absența cavității exterioare, fie o emisie haotică (cu aspect similar unui zgomot aleator, dar cu o dinamică deterministă), așa cum se poate observa din

Figura 3.1.1. În Figura 3.1.2 avem prezentat spectrul centrat al emisieii pentru o dinamică la inițierea

haosului, unde sunt evidențiate frecvențele satelit caracteristice sistemului fizic rezonant. Pentru o analiză a dinamicii în diferite moduri de funcționare putem să analizăm traiectoria sistemului în spațiul fazelor sau în spațiul echivalent obținut prin des-împachetarea seriei observate a puterii de emisie.

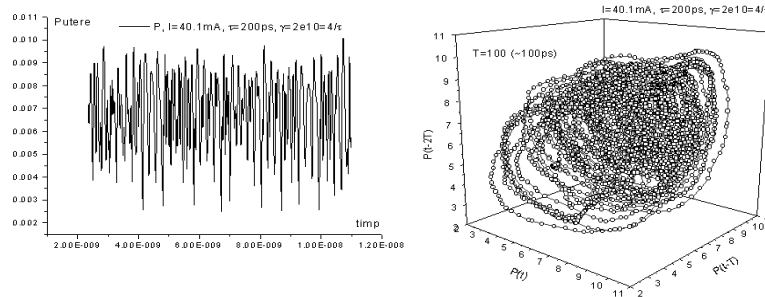


Fig. 3.1.3. Emisie (cu cavitate exteriora) la coeficient de feedback mare și grafic parametric 3D al seriei temporale $P[t]$

În cazul în care nu numai un singur mod este activ, în cazul modelului nostru avem 7 moduri active, și ne situăm în cazul facilitării apariției LFF, curent de alimentare în apropierea pragului și coeficient de feedback mare, se observă în puterea totală emisă de diodă o manifestare similară cazului în care numai un singur mod este activ, cu deosebirea că durata căderilor de putere este mai redusă în acest caz ($\approx 0.1\mu\text{s}$ și nu $\approx 0.5\mu\text{s}$), vezi și [3.13]. De menționat că în acest caz simularea a fost realizată pentru cavitate extinsă neselectivă, oglindă care întoarce același raport de putere pentru fiecare mod în parte. De asemenea trebuie subliniat ca nu s-au luat în considerare coerențele relative ale modurilor, s-a presupus ca fiecare mod interacționează numai cu câmpul întârziat al lui, neexistând influențe ale modurilor vecine.

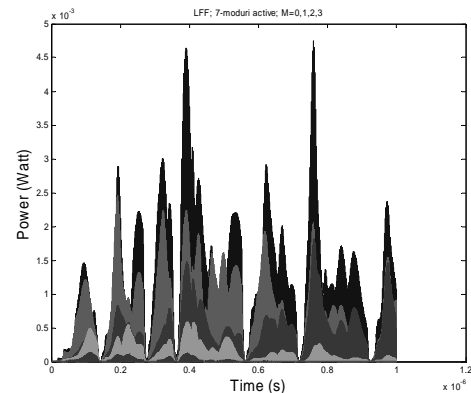


Fig. 3.1.4. Emisia unei diode laser multimod (7 moduri active, $K_{ext}=0.6$; $\tau=2e-9$) în configurație de obținere a fluctuațiilor de “joasa frecvență” (LFF).

Se observa o evoluție independentă a anvelopei puterii fiecărui mod, dar o corelare a căderilor în zero a tuturor, vezi Figura 3.1.4, unde este prezentată cu niveluri diferite de gri dinamica tuturor modurilor existente în absența filtrării trece jos, echivalente observației optice experimentale. În evoluția temporală a sistemului pulsurile de înaltă frecvență (spike-uri) și reducerea la zero a puterii de emisie sunt prezente în evoluția temporală a fiecărui mod, dar ce este semnificativ este ca apariția acestor spike-uri este corelată pentru toate modurile. Aceste pulsuri apar la aceleași momente temporale pentru toate modurile, doar înfășurătoarea pulsului variind de la mod la mod. Aceste amplitudini dau anvelopele diferitelor moduri,

respectiv semnale diferite detectate pe un detector real pentru fiecare mod in parte. În cazul în care curentul de alimentare crește spre zona de funcționare normală a diodei laser libere, ca și in cazul unui singur mod activ, sistemul părăsește zona LFF, și intră într-o stare haotică în care nu mai apar căderoile la zero, și în care modurile laser sunt complet decuplate, între ele nu mai exista nici o corelație temporară. Dacă se reduce factorul de cuplare al cavității exterioare situația rămâne similară dar oscilațiile modurilor independenta scad ca amplitudine, ele nu mai ajung spre zero.

• **Modularea prin controlul curentului de injecție (modulare în curent MCI).**

Cea mai simplă formă de modulare experimentală a unei diode laser, și implicit a unui sistem ECSL, este modularea curentului de injecție, deoarece nu necesită dispozitive suplimentare și se poate face cu costuri reduse. Modularea injecției de curent poate să deplaseze comportarea dinamică a sistemului de la zone de dinamică neliniară la zone de stabilitate modificând de asemenea temperatura de funcționare a sistemului netermostabilizat, și implicit factorii interni ai mediului activ. Desigur în cazul în care coeficientul de feedback optic este nul, dioda emițând în undă continuă, modularea curentului de injecție va fi concretizată de apariția unor spike-uri de putere cu durate ale perturbațiilor ce caracterizează scala temporală a dinamicii neliniare specifice.

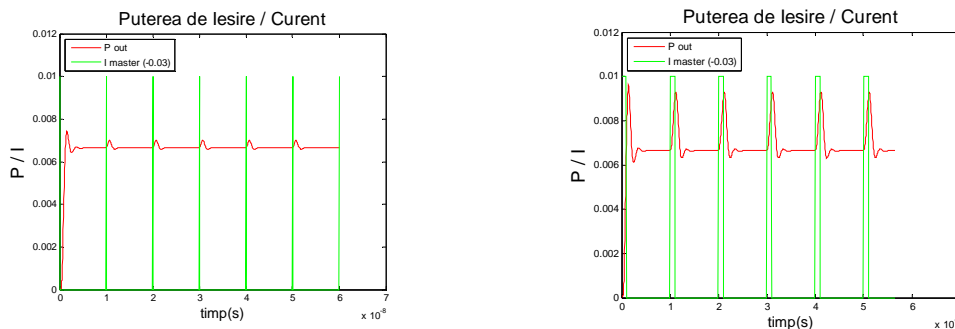


Fig. 3.1.5. Modularea în pulsuri pentru curentul de injecție al unui sistem ECSL cu feedback optic nul

De exemplu în figura 3.1.5 pentru o diodă laser (sistem ECSL cu feedback optic nul) emițând în undă continuă, cu un curent de injecție de $I=40\text{mA}$ (ca și în majoritatea cazurilor următoare, mai puțin acolo unde este precizat) și o amplitudine a pulsurilor de current de $A=10\text{mA}$, cu o frecvență de 0.1GHz și un factor umplere de 1% (durata pulsurilor de 10^{-10} s) sistemul are un răspuns relative important de $\sim 0.2\text{mWatt}$, dar care crește semnificativ la 3mWatt pentru durate ale pulsurilor de 10^{-9} s (factor de umplere al pulsurilor rectangular de 10%). Aceste mărimi temporale determină scala temporală a dinamicii sistemului.

Dacă feedback optic este cuplat, sistemul ECSL va emite un semnal haotic determinist, similar din punct de vedere experimenta zgomotului, așa cum este prezentat în Figura 3.1.6.

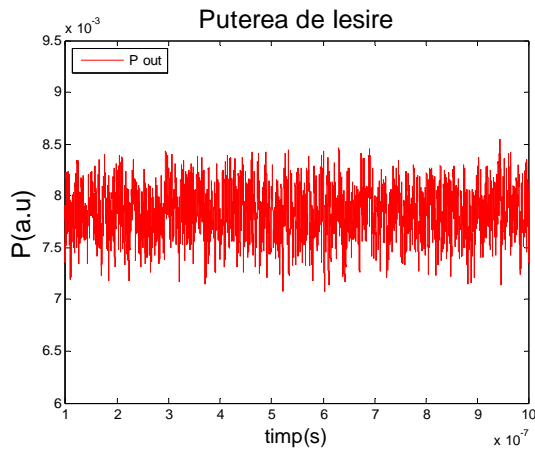


Fig. 3.1.6. Puterea de ieșire al unui sistem ECSL cu feedback optic, fără modulare în curent

Semnalul haotic prezentat în această figură are o amplitudine mare, de aproximativ 0.5 mWatt, pentru un current de injecție nmodulat de $I=40\text{mA}$, și un factor de cuplare optică mare, de $\Gamma=0.6$. Dacă sistemul este pus în zona de emisie LFF, ca în Figura 3.1.7, la aceeași parametri ca și în cazul figurii precedente, dar de data acesta cu o modulare sinusoidală cu o frecvență de 1GHz și o amplitudine a oscilației modulatoroare de $A=1\text{mA}$, se observă o urmărire clară a semnalului modulator, dar semnaul rezultat are o slabă re-identificare cu cel original de modulare.

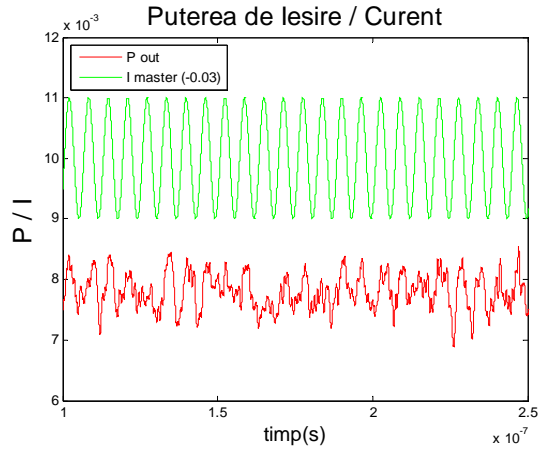


Fig. 3.1.7. Modularea pentru curentul de injecție al unui sistem ECSL cu feedback optic, în zona LFF, A=1mA

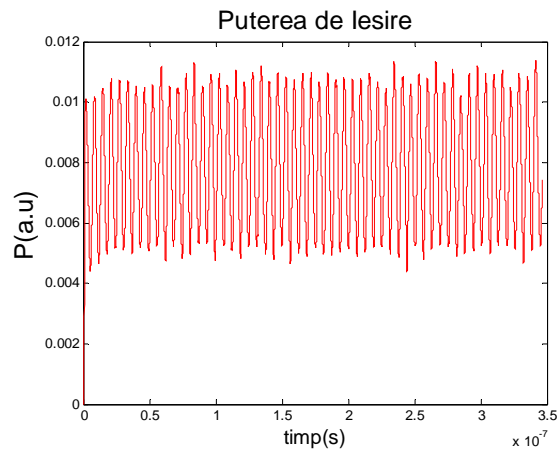


Fig. 3.1.8. Modularea pentru curentul de injecție al unui sistem ECSL cu feedback optic, în zona LFF, A=10mA

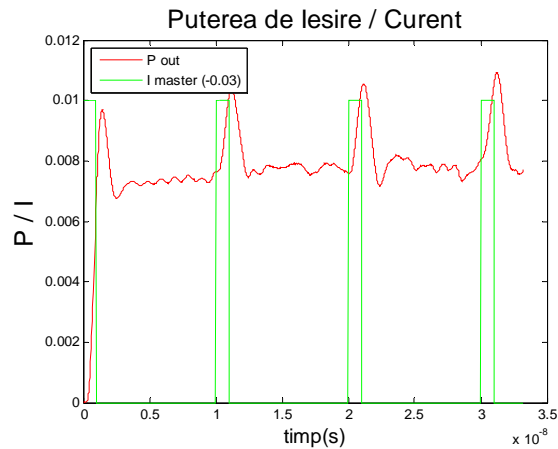


Fig. 3.1.9. Modularea în pulsuri pentru curentul de injecție al unui sistem ECSL cu feedback optic, în zona LFF

Situația se schimbă radical în cazul măririi amplitudinii de modulație, așa cum este prezentat în Figura 3.1.8, când o creștere la 10 mA a amplitudinii de modulare (25% din curentul de injecție) face ca

sistemul să iasă aproape din zona fluctuațiilor haotice, semnalul modulat fiind complet discernabil. În cazul răspunsului temporal la pulsuri rapide, Figura 3.1.9, ca și în cazul fără feedback optic, pulsurile de răspuns la modulație sunt semnificative și ușor discernabile de fondul haotic (aici $A=1\text{mA}$, frecvența pulsurilor de 0.1GHz și factorul de umplere 10%).

- **Modularea prin controlul puterii laser cuplată din cavitatea exterioară (amplitudinii câmpului reinjectat în diodă modulare de amplitudine MA)**

Modularea amplitudinii câmpului reinjectat în diodă, modularea de amplitudine, poate fi realizată cu diferite sisteme de control a transparenței situate în cavitatea exterioară.

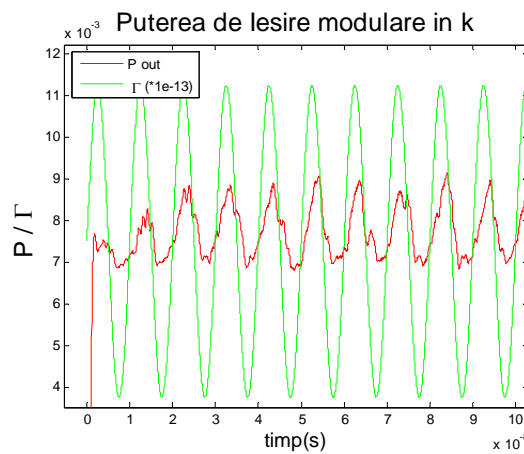


Fig. 3.1.10. Modularea în amplitudine a unui sistem ECSL cu feedback optic, în zona LFF

În figura de mai sus este prezentată o astfel de modulare pentru un sistem ESCL cu feedback optic important $\Gamma=0.6$ modulat cu o valoare a amplitudinii de modulare de $A=0.5$ la o frecvență de 0.1GHz (în zona LFF).

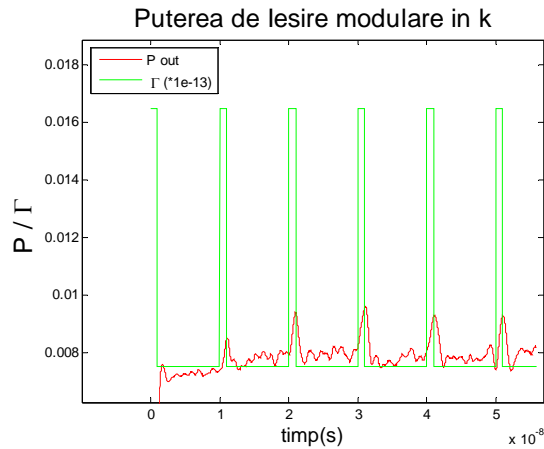


Fig. 3.1.11. Modularea în amplitudine cu pulsuri a unui sistem ECSL cu feedback optic, în zona LFF

Se observă un răspuns la modulare important (datorat și amplitudinii mari de modulare) concretizat printr-o puternică reducere a dinamicii haotice, prezente însă în sistem și prin prezența și identificarea completă a purtătoarei modulare (o amplitudine a oscilațiilor puterii de emisie de aprox. 1mWatt).

Pentru modularea în pulsuri s-a ales același tip de semnal modulator, vezi Figura 3.1.11, frecvența pulsurilor de 0.1GHz și factorul de umplere 10%, și o amplitudinea lui γ de data acesta de 10^9 (menționăm că $\gamma = \Gamma/\tau_i$, unde $\tau_i = 2nl/c = 8ps$ este timpul de parcurgere a cavității interioare), aplicat unui sistem aflat în zona de LFF. Se observă un răspuns clar și prompt, cu aproximativ aceeași întârziere și scală temporală ca în cazul modulării în curentul de injecție.

- **Modularea prin modificarea lungimii geometrice a cavității exterioare (modulare piezoelectrică MPZ)**

Modularea lungimii cavității are ca efect modularea timpului de întoarcere al radiației optice din cavitatea externă $\tau = 2L/c$ (modularea timpului de zbor). În figura 3.1.12 este prezentată simularea puterii de ieșire a unui sistem ECSL având parametrii $\Gamma=0.6$ și $I=20mA$, adică feedback pronunțat și curent de injecție în zona de manifestare a fluctuațiilor de joasă frecvență, LFF, factorul de modulare al timpului de zbor este exprimat aici ca $\tau(t) = \tau_0 + A\sin(2\pi\Omega_L t) = 1 \cdot 10^{-9} + 1.6 \cdot 10^{-15} \sin(2\pi 1 \cdot 10^8 t)$, adică o frecvență de 0.1GHz și o amplitudine a oscilației de 48 μm , pentru o lungime a cavității exterioare de 30 cm. Se observă că datorită amplitudinii mari de oscilație (suprapunerea multor multiplii de 2π pe pasul caracteristic) și a zgomotului puternic datorat LFF, în semnalul de putere practic nu se poate recunoaște semnalul de modulație.

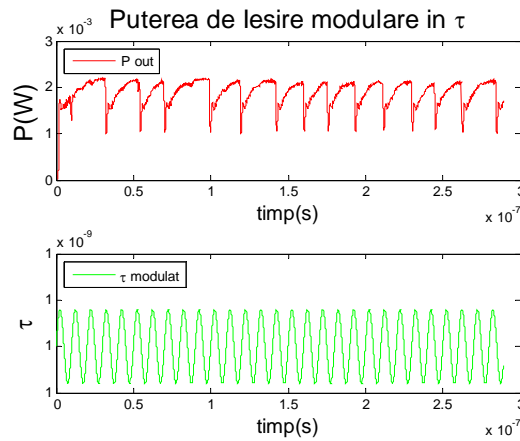


Fig. 3.1.12. Modularea pentru timpul de zbor al unui sistem ECSL in zona LFF

În figura 3.1.13 de data acesta este prezentată simularea puterii de ieșire a unui sistem ECSL având parametrii $\Gamma=0.01$ și $I=60\text{mA}$, feedback foarte slab și curent de injecție departe de zona LFF. Pentru o frecvență de 0.1GHz și o amplitudine a oscilației de $0,48\ \mu\text{m}$, adică $\tau(t) = 1 \cdot 10^{-9} + 1.6 \cdot 10^{-17} \sin(2\pi 1 \cdot 10^8 t)$, se observă o modulare clară a semnalului de putere emis de sistem, dar cu un ecart de amplitudine foarte mic, de $3.2 \cdot 10^{-7}\text{Watt}$.

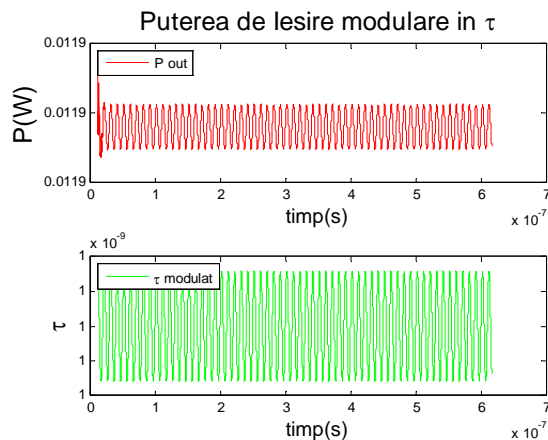


Fig. 3.1.13. Modularea pentru timpul de zbor al unui sistem ECSL departe de zona LFF

Dacă se crește factorul de feedback, la $\Gamma=0.01$, menținând ceilalți parametrii constanți, se obține dinamica din figura 3.1.14, unde se observă că după o perioadă de adaptare (de $0.5\text{-}0.6\ \mu\text{s}$) sistemul regăsește modularea în timpul de zbor, dar perturbată de un zgomot substanțial (raportată la nivelul vizibilității oscilațiilor puterii de emisia, care este și de data acesta în domeniul $3.5 \cdot 10^{-7}\text{Watt}$).

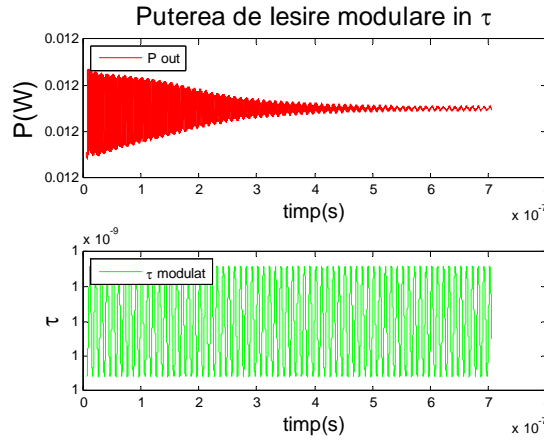


Fig. 3.1.14. Modularea pentru timpul de zbor al unui sistem ECSL departe de zona LFF

Pentru modularea lungimii cavității exterioare se poate folosi o aproximație a relațiilor monomodale (3.1-3.3), în exprimarea lor de fază și amplitudine

$$\frac{dP(t)}{dt} = (G(t) - \gamma_p)P(t) + \frac{\Gamma}{\tau_i} \sqrt{P(t)P(t-\tau)} \cos[\varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \omega\tau],$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} (G(t) - \gamma_p)P(t) + \frac{\Gamma}{\tau_i} \sqrt{\frac{P(t)}{P(t-\tau)}} \sin[\varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \omega\tau],$$

vezi [P1-P4], prin

$$\phi_F = \phi_0 + C \sin[\phi_F + \arctan(\alpha)], \quad g = \cos(\phi_F), \quad P = P_0(1 + m \cdot g), \quad (3.4)$$

unde prima ecuație descrie variația de fază a diodei laser datorată feedback-ului de pe oglinda cavității exterioare (cu $\phi_0 = 4\pi L/\lambda_0$, $\phi_F = 4\pi L/\lambda_F$, ϕ_0 fiind faza radiației exterioare la oglinda exterioară fără și respective cu feedback, λ_0 și λ_F sunt lungimile de undă ale laserului în cele două cazuri, iar L este lungimea cavității exterioare). A doua ecuație (numită funcția interferometrică) definește variabila g , care împreună cu m , indecele de modulație al puterii laser și P_0 , puterea emisă de diodă fără feedback, exprimă ecuația a treia care dă puterea de ieșire a laserului. Deoarece g poate fi obținută din semnalul P , ea este folosită pentru semnal normalizat în aplicații precum analiza micilor deplasări ale oglinzii, sistemul purtând denumirea de diodă laser cu auto-mixare. Parametrii C și α reprezintă nivelul feedback-ului optic și respectiv factorul de lărgire a liniei (aleși aici $C = 1.5$, $\alpha = 3$) și pot fi determinați experimental.

Semnalul observat pentru un astfel de sistem de analiză a deplasărilor este P iar datele necesare, distanța oglinzii, sunt evident conținute în ϕ_0 , modalitatea concretă fiind determinarea acestei faze din datele de putere. Reconstrucția dinamici de vibrație (sau a deplasării) se poate face în limitele $\lambda_0/2$ prin numărarea franjelor (folosind de exemplu circuite analogice) similar măsurătorilor de interferență obișnuite. În [3.14] este prezentată o metodă de procesare digitală a semnalelor pentru reconstrucția

deplasărilor, cu o acuratețe de ordinul a zecilor de nanometrii, iar pentru feedback slab se poate ajunge la o acuratețe de $\lambda_0/50$, metoda presupunând determinarea puterii diodei cu o mare acuratețe. Acest lucru înseamnă implicit îndepărtarea zgomotului conținut în semnalul de putere – metoda uzuală fiind aplicarea unui filtru adaptiv semnalului primar, o normalizare a acestuia și apoi utilizarea unui algoritm de unwrapping (dez-împachetare) pentru refacerea deplasărilor oglinzii.

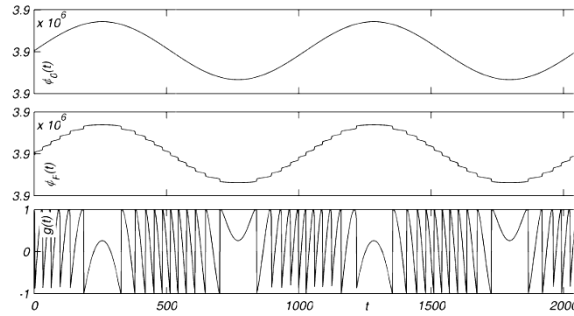


Fig. 3.1.15 Relațiile de legătură dintre $\phi_0(t)$, $\phi_F(t)$ și $g(t)$

Dacă considerăm că oglinda are o mișcare simplă armonică

$$s(t) = s_0 + A_s \sin(2\pi ft) \rightarrow \phi_0(t) = 4\pi s(t)/\lambda_0 \quad (3.5)$$

unde $s(t)$ și s_0 sunt pozițiile instantanee și respective inițiale ale țintei față de fața de ieșire a diodei laser, A_s este amplitudinea și f este frecvența oscilației. Evident informația de deplasare temporală este conținută în faza radiației $\phi_0(t)$, și prin acesta puterea de ieșire a diodei este modulată. Folosind relațiile (q4-q5) putem reprezenta grafic relațiile de legătură dintre $\phi_0(t)$, $\phi_F(t)$ și $g(t)$, vezi Figura 3.1.15 (unde $\phi_0(t) = 3.9 \cdot 10^6 + 11\pi \sin(390\pi t)$). Reconstrucția deplasării fiind dată de pașii: $P \rightarrow g \rightarrow \phi_F \rightarrow \phi_0$ folosind ecuațiile (3.5), prin un-wrap-area funcției inverse $g(t)$, și $\phi_0 \rightarrow s$ folosind relația (3.5).

• **Modularea prin modificarea indicelui de refracție al unei porțiuni din cavitatea exterioară (modulare electro-optică cu controlul indicelui de refracție MEO)**

Modularea electro-optică cu controlul indicelui de refracție, modularea fazei câmpului reinjectat, se referă doar la modificarea parametrului Φ_{PM} din relația (3.1) în condițiile în care $\Delta t_{PM} \ll \tau$, $E_{t,r}(t - \tau - \Delta t_{PM}) \cong E_{t,r}(t - \tau)$ și $A \ll \omega\tau$, factorul de modulație al cavității externe este mult mai mic decât faza principală.

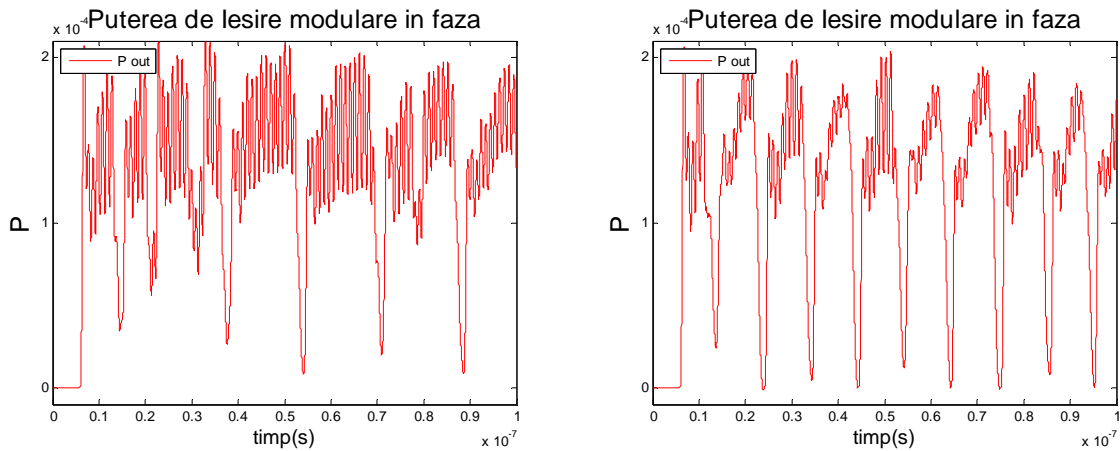


Fig. 3.1.16. Modularea de fază a unui sistem ECSL in de zona LFF, fără și cu semnal modulant rezonant

În Figura 3.1.16 este prezentată seria numerică pentru un sistem ECSL având parametrii $\Gamma=0.6$ și $I=15\text{mA}$, sistemul aflându-se în condițiile de LFF. În partea stângă a figurii avem graficul puterii de ieșire a sistemului în cazul în care modulația de fază lipsește, iar în partea dreaptă în cazul în care aceasta este prezentă, dar nu cu o frecvență oarecare ci cu una rezonantă a sistemului, 1.97GHz . Se observă modificarea însemnată a dinamicii sistemului pentru această frecvență de rezonanță, oscilațiile LFF devenind mai stabile și cu o altă frecvență dominantă față de cea a LFF libere, la alte frecvențe neputându-și impune dinamica proprie asupra sistemului, vezi Figura 3.1.6. Efectul intuitiv al modulării asupra sistemului laser este acela de a împinge „încoace-și-încolo”, conform modulării, punctele de stabilitate ale traiectoriei dinamicii sistemului față de pozițiile lor fixe (pozițiile de stabilitate), și în acest fel doar anumite frecvențe, care sunt corelate cu perioada de salt între aceste puncte fixe ale sistemului liber, produc o sincronizare efectivă, vezi [3.9].

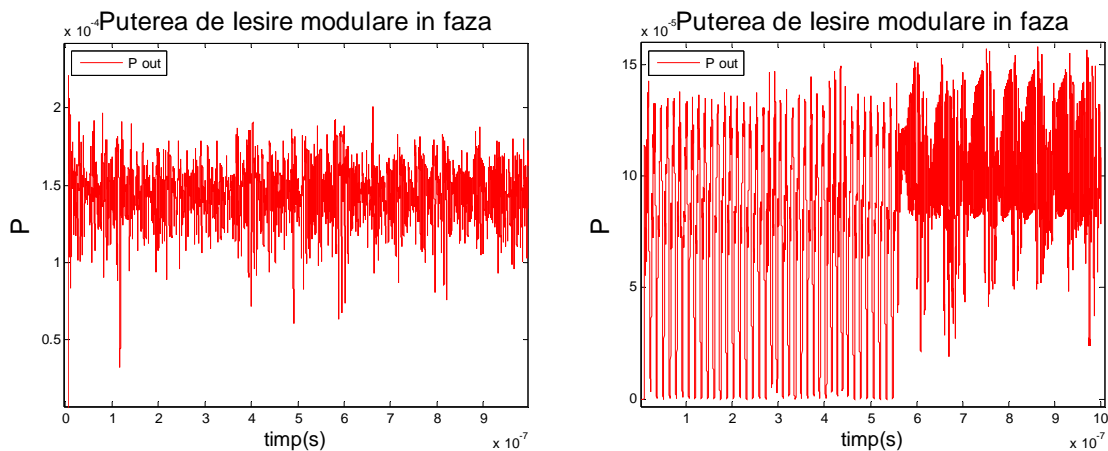


Fig. 3.1.17. Modularea de fază a unui sistem ECSL in de zona LFF, cu semnal modulant nerezonant

Dacă frecvența semnalului modulator nu este rezonantă (în sensul celor prezentate mai sus) comportarea sistemului poate fi exemplificată prin graficele prezentate în Figura 3.1.17. În partea stângă a figurii este prezentat cazul în care frecvența modulatorului este 3.94GHz, unde se vede că oscilațiile LFF se pierd, dinamica haotică fiind una similară zonei departe de LFF. În partea dreaptă avem cazul în care chiar dacă frecvența modulatorului este cea rezonantă pentru sistemul inițial (care are $\omega = \omega_C = 1.2 \text{ rad/fs}$, $1.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ corespunzând unei lungimi de undă centrale de emisie de $1.57 \mu\text{m}$), care este de 1.97GHz, frecvența modului activ 3 (monomod și în acest caz) este $\omega_{0m} = \omega_C + m\Delta\omega_l$ $\omega_{03} = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} + 3 \cdot 7.8540 \cdot 10^{11}$).

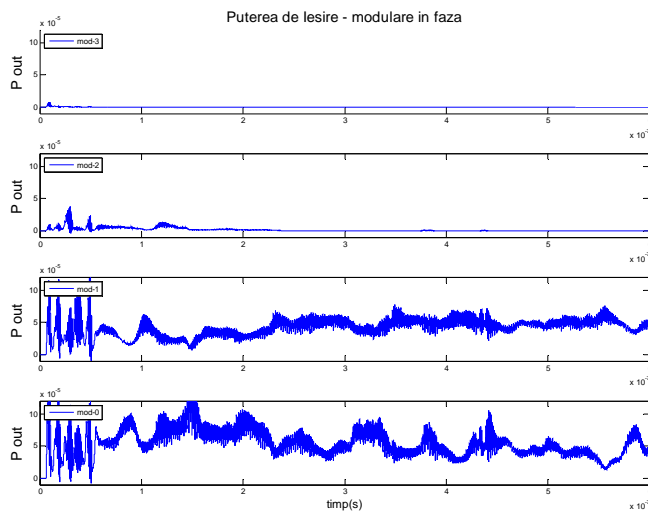


Fig. 3.1.18 Modularea de fază a unui sistem ECSL multimod (feedback neselectiv) în zona LFF, cu semnal modulant rezonant pe mod 0

Pentru acest mod 3 activ, după o perioadă de sincronizare similară cazului cu sistemul pe frecvența ω_C sistemul își pierde sincronizarea LFF și trece într-o altă stare de dinamică haotică.

Pentru sistemele multi-modale situația este determinată de comportarea tuturor modurilor active la modularea fazei, rezultatul total fiind suma (necorectă pentru acest model) al componentelor modale. În Figura 3.1.18 este prezentată puterea de ieșire a modurilor 0, 1, 2 și 3 independente ale unui sistem ECSL multimod, cu feedback neselectiv, parametrii $\Gamma=0.6$ și $I=15\text{mA}$ și modulație pe frecvența rezonantă a sistemului monomod ω_0 , 1.97GHz. Modurile simetrice sunt relativ asemănătoare.

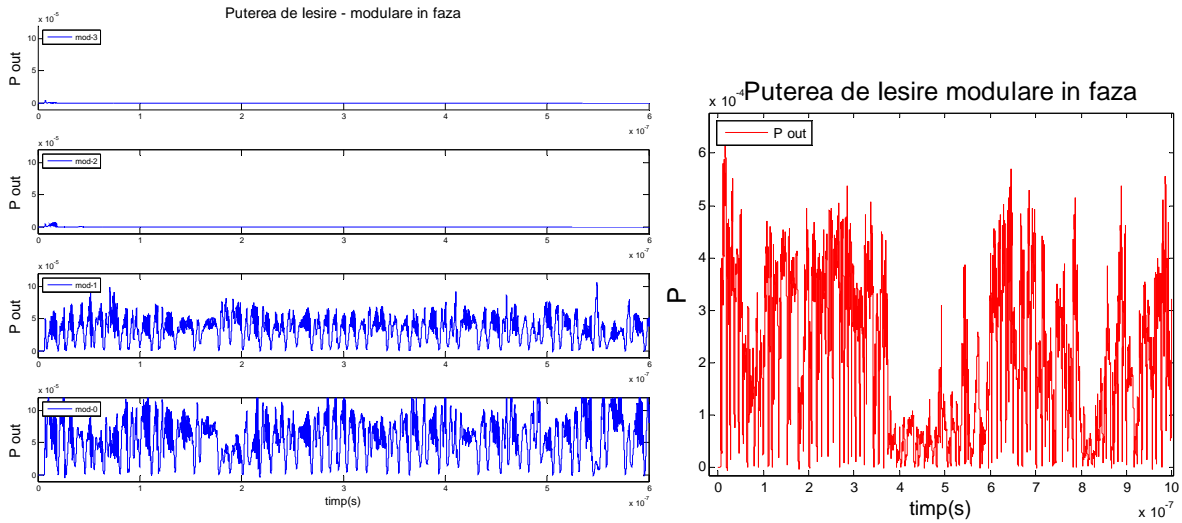


Fig. 3.1.19 Modularea de fază a unui sistem ECSL multimod (feedback neselectiv) in de zona LFF, cu semnal modulant nerezonant

Se observă că în acest caz sistemul nu se comportă ca și în cazul prezentat în Figura 3.16 dreapta (cazul echivalent cu funcționare monomod), unde oscilațiile sunt stabile și cu o altă frecvență dominantă față de cea a LFF libere. În acest caz, chiar pe modul echivalent, dinamica este diferită, formată dintr-o anvelopă de oscilații cvasi-periodice. De asemenea se observă faptul că practic doar primele două moduri rămân active, datorită parametrilor intrinseci ai sistemului.

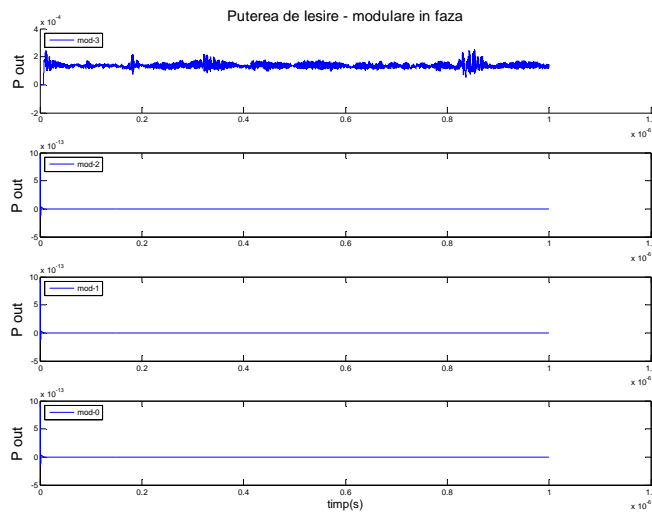


Fig. 3.1.20 Modularea de fază a unui sistem ECSL multimod (feedback selectiv pe mod 3) in de zona LFF, cu semnal modulant rezonant pe mod 0

În Figura 3.1.19 este prezentată puterea de ieșire a modurilor 0÷3 independente, în stânga și ale puterii totale în dreapta, ale unui sistem ECSL multimod, cu feedback neselectiv, parametrii $\Gamma=0.6$ și $I=15\text{mA}$ și modulație pe o frecvență nerezonantă a sistemului monomod ω_0 , 1.89GHz. Se observă în acest

caz că sistemul nu funcționează în LFF, nici pe modurile individuale nici pe puterea totală. La fel ca în cazul de mai sus doar primele două moduri rămân active. Figura 3.1.20 arată cazul similar celui din Figura 3.1.18 cu deosebire că de data acesta feedback-ul este selectiv, pe modul 3, iar frecvența de modulare rămâne cea rezonantă modului 0. Se observă dinamica similară cazului anterior, anvelopă de oscilații cvasi-periodice cu aspect global însă diferit. Deosebirea majoră fiind că de data acesta singurul mod rămas activ este cel cu feedback optic.

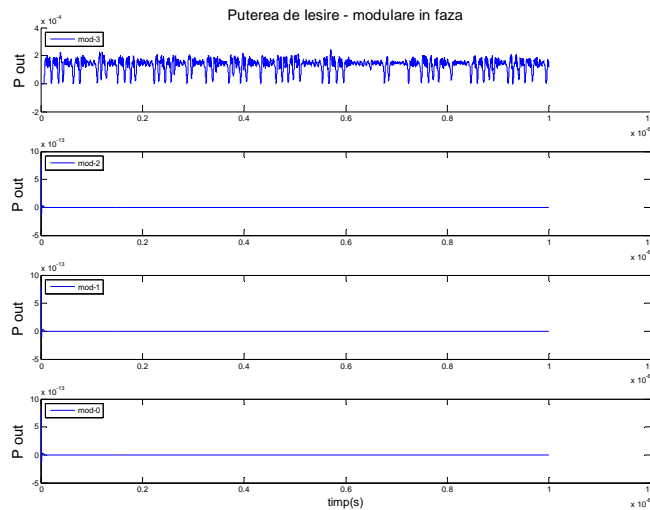


Fig. 3.1.21. Modularea de fază a unui sistem ECSL multimod (feedback selectiv pe modul 3) in de zona LFF, cu semnal modulant nerezonant

Figura 3.1.21 prezintă cazul similar celui din Figura 3.1.19 dar cu feedback selectiv pe modul 3, frecvența de modulare fiind diferită de cea rezonantă modului 0. Se observă de asemenea o dinamica similară cazului anterior, oscilații similare LFF dar intrerupte de segmente cvasi-periodice.

3.2. Identificarea modelului teoretic si numeric de cuplare optica a sistemelor laser haotice si analiza numerica a influentei modularii asupra cuplarii sistemelor haotice.

Pentru a putea modela cuplajul sistemelor ECSL de tip master-slave, unde o parte din puterea de ieșire a sistemului slave este reinjectată în sistemul slave, trebuie să adăugăm în partea dreaptă a ecuației (3.1)

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = \dots + kE_{ext}(t), \quad (3.6)$$

termenul ce indică cuplajul unui câmp extern. Avem pentru factorul de cuplare $k = 0.1 \text{ ps}^{-1}$.

Sincronizarea sistemelor haotice se bazează pe fenomene similare cu rezonanța oscilatorilor liniari, cuplarea a doi oscilatori haotici cu caracteristici similare va conduce la evoluția în moduri foarte asemănătoare a orbitelor celor două sisteme.

Sistemele astfel cuplate trebuie analizate din punctul de vedere al sincronizării relative și pentru acesta avem la dispoziție anumite măsuri pentru a analiza oscilatori haotici, cvasi-periodici. Cea mai uzuală dar dificil de măsurat experimental este faza câmpului complex, $\Phi(t) = \arctan(\text{Im}(E(t))/\text{Re}(E(t)))$, iar experimental se poate folosi faza Hilbert, Φ_H , definită pe puterea câmpului optic (și nu pe amplitudinea sa ca faza complexă) ca o funcție reală ce rezultă din semnalul analitic corespunzător intensității câmpului optic

$$I_a(t) = I(t) + i \cdot HT[I(t)] = A(t) \exp(i\Phi_H(t))$$

unde HT semnifică transformata Hilbert a lui $I(t)$ $HT[I(t)] = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} I(t')/(t'-t) dt$ (P are semnificația de a scoate valoarea principală în afara integralei. Este de notat că natura dinamicii spațiului fazelor complex este diferită de cea a spațiului fazelor Hilbert. Considerăm de asemenea construcția fazelor ca fiind nemărginită, fără a lua modulul lui 2π pentru a corecta unghiurile în radiani ale fazei, adăugând multiplu de $\pm 2\pi$ atunci când valorile absolute de între datele consecutive ale fazei sunt mai mari decât toleranța la salt de π (un-wrapping).

Sincronizarea celor două sisteme, notate aici cu și fără apostrof care semnifică variabilele sistemului „slave”, care primește semnalul de cuplaj, este realizată dacă avem o condiție pentru echivalența fazelor (complexă sau Hilbert), $\Phi(t - T_c) = \Phi'(t)$ și/sau $\Phi_H(t - T_c) = \Phi'_H(t)$, T_c reprezentând întârzierea de cuplaj ($T_c = 0.8 \text{ ns}$ în simulările de mai jos). În experimentele reale similaritatea perfectă nu

se poate obține (datorita limitelor de eroare inerente evoluției fazelor) și este înlocuită de o corelație puternică în evoluția fazelor. Putem folosi drept criteriu stabilitatea erorii de sincronizare definită astfel:

$$\Delta\Phi(t) = \frac{|\Phi'(t) - \Phi(t - T_c)|}{\langle \Phi'(t) \rangle}$$

unde $\langle \Phi'(t) \rangle$ este media temporală a fazelor „slave”-ului. Faza Hilbert se poate folosi deci ca un criteriu experimental de determinare a cuplării sistemelor haotice, constanța și minimizarea erorii de sincronizare a acestei faze asigurând o decodificare corectă a semnalului.

Sistemul de cuplare este unul relativ simplu în care semnalul câmpului electric din cavitatea exterioară a sistemului ECSL master este injectat, prin intermediul unui izolator optic unidirecțional în cavitatea exterioară a sistemului slave, prin folosirea unor atenuatori de control a factorului de cuplaj dintre sisteme. Înainte de injecție semnalul masterului poate fi modulată, și în acest caz se va urmări modul în care semnalul modulator inițial poate fi recuperat din analiza dinamicii slave-ului. Evident ambele sisteme sunt modelate de ecuațiile (3.1-3.3). Sistemele haotice astfel cuplate permit transmiterea informațiilor pe purtătoare haotică folosind o așa numită schemă de mascare [3.19].

Mesajul $M(t)$, reprezintă modularea a semnalului „master”, având o amplitudine foarte mică în raport cu „zgomotul” purtătoarei haotice (sub 1%), fiind în acest fel practic indecelabil de dinamica haotică majoritară: $|E_{\text{mod}}| = A|E_{\text{Master}}|(1 + M(t))$. Decodificare se bazează pe fenomenul de sincronizare a traiectoriei haotice a slave-ului (E_{Slave}) cu traiectoria haotică principală a masterului (deci pe seria temporală a masterului înainte de a fi codificat E_{Master}) și nu cu semnalul injectat E_{mod} . Acest fapt semnificativ pentru evoluția sistemelor haotice (căderea în bazinele de atracție ale unor traiectorii haotice definite), permite decodificarea semnalului util folosind formula numerică $D(t) = \sqrt{|E'_{\text{mod}}|^2 / |E_{\text{Slave}}|^2} - 1$. De exemplu putem să folosim pentru modularea semnalului master modularea în curent folosind relația $|I_{\text{mod}}| = |I_{\text{Master}}|(1 + M(t))$. Gradul de similaritate dintre semnalul de codare și semnalul decodificat este o măsură gradului de cuplaj (rezonanță) dintre traiectoriile haotice ale celor două sisteme. Pentru simularea numerică s-a folosit același mediu de programare Matlab-Simulink și evident modulele dezvoltate pentru analiza numerică a dinamicii sistemelor laser ECSL, reconfirmând datele din [3.20]. În figura de mai sus fiind prezentat modulul sistemului de cuplaj, modulele interioare ale ECSL-master și slave fiind identice cu cele din Anexa II.

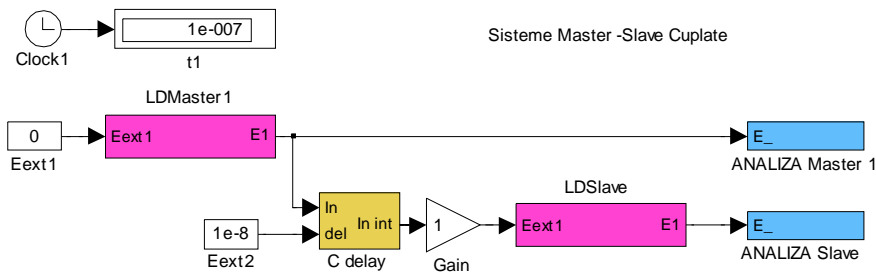


Fig. 3.21 Modul în care slave-ul părăsește traiectoria sa temporală pentru a urma semnalul master

In Figura 3.2.1 este prezentată o primă simulare a cuplajului celor două sisteme ECSL, care funcționează la parametrii similari în zona de prezență a oscilațiilor LFF, parametrii $\Gamma=0.6$ și $I=15mA$, observându-se cu evidență modul în care slave-ul își părăsește traiectoria sa temporală pentru a urma semnalul master după timpul ales de noi de întârziere, de 0,1 ns.

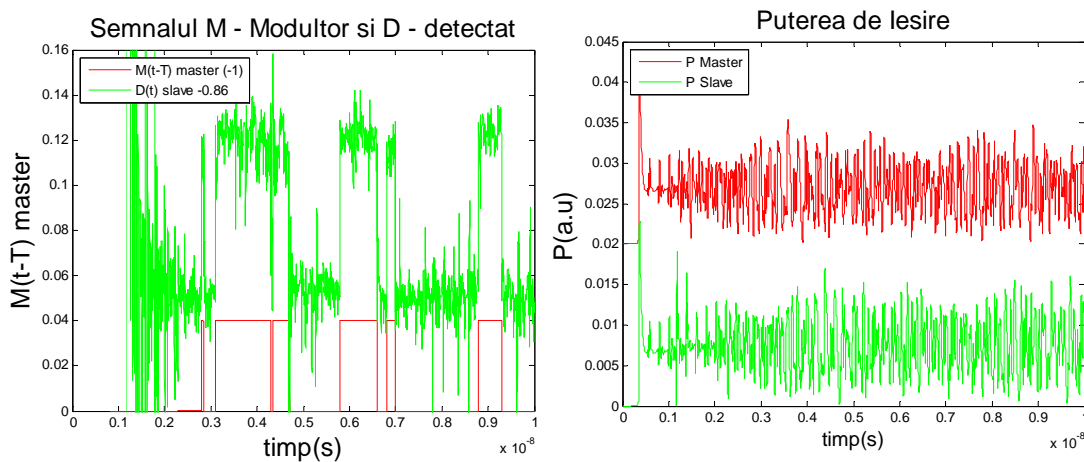


Fig. 3.2.2. Sisteme ECSL identice cuplate: dreapta - intensitățile luminoase de ieșire master-slave; stânga - semnalul modulator și decodificat

Considerăm un sistem master-slave compus din două ECSL-uri identice, având parametrii de control: $I=40 mA$ pentru curentul continuu de injecție (dinamică haotică departe de zona LFF) și de $\Gamma=0.3$ pentru coeficientul de feedback din cavitatea externă al sistemelor. După o perioadă de evoluție temporală

identică (datorită faptului că cele două sisteme au fost alese identice) la momentul când semnalul masterului ajunge să influențeze prin termenul suplimentar din ecuația câmpului slave se observă că slave-ul își parăsește propria traiectorie haotică și, după o scurtă perioadă de adaptare, va urmări traiectoria semnalului recepționat de la master, sistemul urmărește semnalul master întârziat.

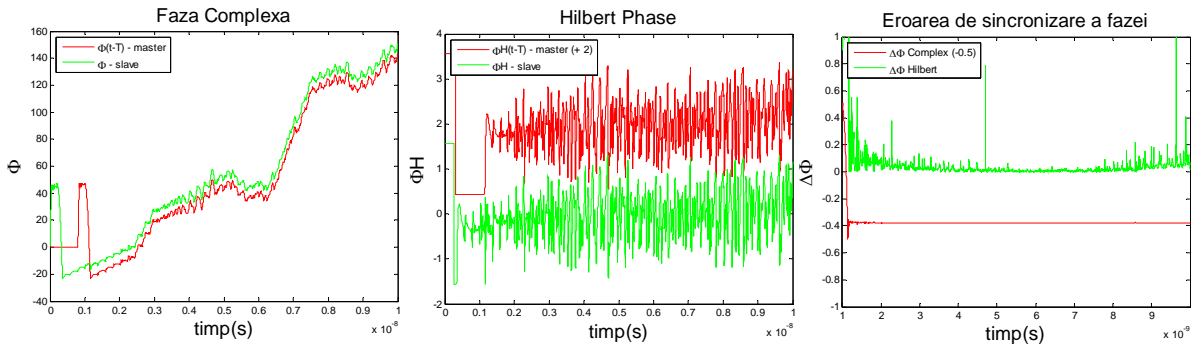


Fig. 3.2.3. Sisteme ECSL identice cuplate: faza complexă, faza Hilbert și eroare de sincronizare a câmpurilor optice

În Figura 3.2.2 sunt prezentate semnalele din sistem. Sincronicitatea semnalelor este evidentă și în special faptul că semnalul purtător de informație (cu o amplitudine de aproximativ 4% din purtătoare haotică) este restaurat în bune condiții. Rezultate similare se obțin și în cazul în care semnalul util este sub 1%, deci parțic raportul semnal/zgomot este inversat pentru astfel de sisteme. Pierderea de informații se întâmplă în cazul când modularea este foarte slabă, sub 0.3%. Semnalul restaurat este purtător de zgomot, care poate fi însă filtrat folosind un filtru optic trece bandă (de exemplu un Fabry-Perot cu o bandă de trecere adecvată). În Figura 3.2.3 sunt prezentate faza complexă (calculată folosind de la câmpul optic complex – mărime inaccesibilă experimental), faza Hilbert (calculată folosind intensitatea câmpului optic – mărime accesibilă experimental) și eroare de sincronizare a câmpurilor optice ale semnalelor din Figura 3.2.2. În ambele cazuri se observă o identificare corectă a rezonanței de fază a celor două sisteme. O reducere semnificativă a erorii de sincronizare are loc imediat după ce cuplarea propriuzisă a celor două sisteme se manifestă.

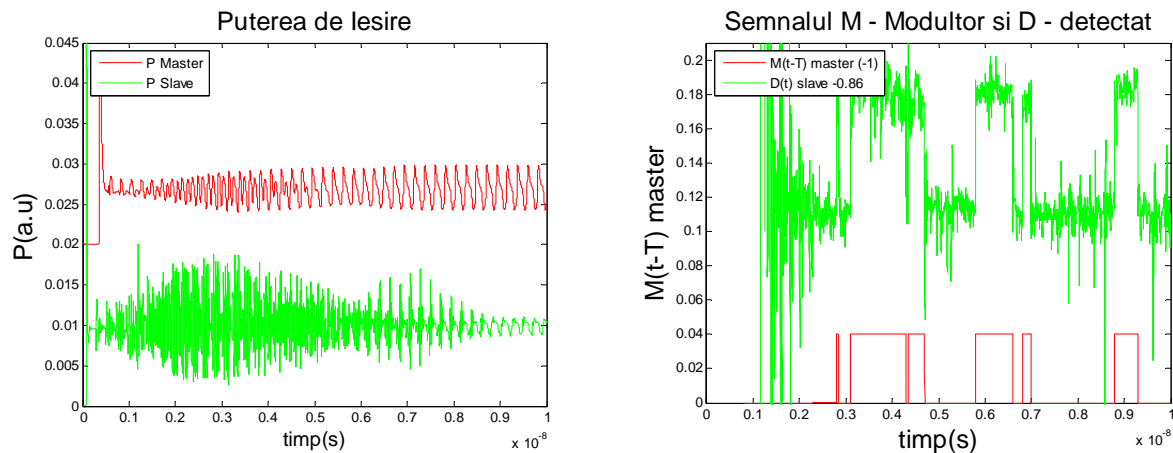


Fig. 3.2.4. Sisteme ECSL diferite cuplate: stanga - intensitățile luminoase de ieșire master-slave; dreapta - semnalul modulator și decodificat

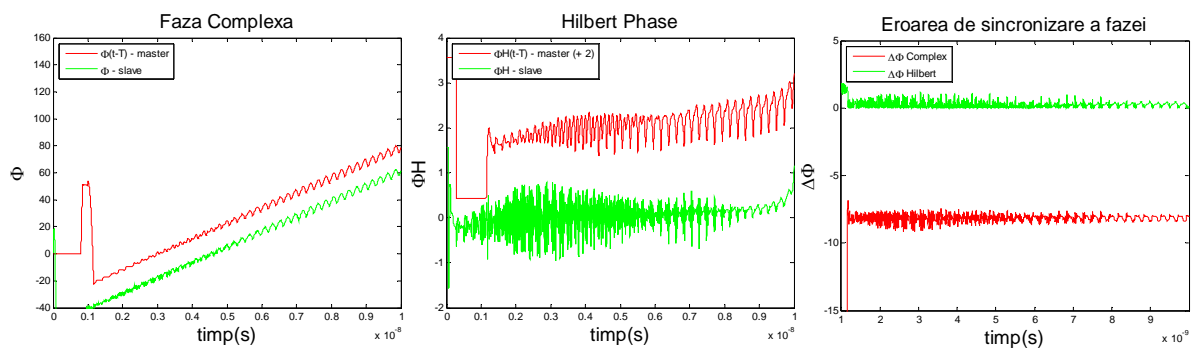


Fig. 3.2.5. Sisteme ECSL diferite cuplate: faza complexă, faza Hilbert și eroare de sincronizare a câmpurilor optice

Rezoluția temporală în restaurarea semnalului util este foarte mare, pulsul semnalului de date de aproximativ 50 ps el este bine rezolvat temporal, fapt care permite estimarea în principiu a unui posibil transfer de date puternic codificate cu o viteză de peste 10 GBit/s .

Chiar în cazul în care cele două sisteme cuplate nu sunt perfect identice, master-ul are $\Gamma=0.1$ (având o emisie haotică coborâtă – cvasiperiodică) se obține o restaurare acceptabilă. Slave-ul diferă de master prin $g=8 \cdot 10^{-8} \text{ ps}^{-1}$, $\tau_n=6 \text{ ns}$, $\Gamma=0.2$, având un cuplaj între ei de $k=0.04 \text{ ps}^{-1}$. Modularea purtătoarei haotice cu semnalul util este de această dată de un raport de 10%. În Figura 3.2.4 se observă dinamica total diferită a celor două sisteme ECSL cuplate, iar în Figura 3.2.5 fazele și eroarea de sincronizare a fazei complexe și Hilbert în cazul în care sistemul master are $\Gamma=0.3$

Și de această dată, după ce semnalul master atinge slave-ul, se observă o perioadă mai lungă de adaptare, dar spre final semnalul slave-ului urmărește sincron semnalul conducător al masterului (situație prezentă și în semnalul decodificat, unde după o primă perioadă în care semnalul util nu mai este recognoscibil în semnalul decodificat urmează o prezență semnificativă a semnalului modulator). Fenomenul este evident și în graficele erorilor de sincronizare. Fazele nu mai sunt de această dată identice ci practic semnalul master conduce forțat semnalul slave, între ele existând diferențe, eroarea de sincronizare căpătând un aspect periodic.

Dacă semnalul master este caracterizat de o înaltă stare haotică (corespunzător cazului $\Gamma=0.3$ pentru coeficientul de feedback) această sincronizare forțată nu se mai realizează. Fapt care se poate datora perioadei relativ mari de adaptare dinamică a slave-ului la influența master-ului. În cazul stării de emisie haotice cvasiperiodice viteza de modificare semnificativă a semnalului master este caracterizată de perioada oscilațiilor cvasiperiodice, $\sim 0,2$ ns, prezente în emisia luminoasă. În cazul emisie haotice complexe, viteza de modificare este substanțial crescută, slave-ul diferit ca parametrii dinamici neputând să mai urmărească suficient de rapid influențele master-ului.

Cazul în care master-ul ($\Gamma=0.1$ - emisie haotică coborâtă, cvasiperiodică) conduce un slave identic dar care nu are cavitare exterioară ($\Gamma=0$ - valoare constantă a emisie luminoase), având un cuplaj între ei de $k=0.1$ ps⁻¹, modularea purtătoarei haotice cu semnalul util fiind dată de un raport de 10%, arată că și astfel de sisteme sunt posibil de folosit la decodificarea unui semnal modulator. În acest caz urmărirea în faza complexă este totală iar în faza Hilbert este bună, dar nu completă. Sincronizarea forțată nu se mai realizează în cazul în care semnalul master este caracterizat de o înaltă stare haotică ($\Gamma=0.3$).

O altă modalitate de transmitere a informației pe purtătoare haotică prin rezonanța traiectoriilor celor două sisteme este și aceea a modulării haosului, care se deosebește de mascarea haosului (prezentată înainte) prin faptul că în această schemă semnalul util nu mai modulează suplimentar semnalul haotic ascunzându-se practic în acesta, ci chiar unul din parametrii sistemului este modulată de către semnalul util, de exemplu curentul de injecție (dar probabil pot fi folosiți toți parametrii ce pot fi supuși modelării experimentale). În acest caz starea haotică transmisă nemaifiind cea a unei traiectorii haotice determinate de un set de parametrii fixați, ci o stare haotică dependentă continuu de parametrul modulată.

4. Optimizarea dispozitivului opto-mecanic de control a feedback-ului optic si evaluarea parametrilor tehnici;

Ca urmare a necesitatilor proiectului de a pozitiona extrem de precis un element DOE a fost necesar sa se dezvolte sistemul de pozitionare pe mai multe axe. In acest sens s-a dezvoltat un sistem de rotatie de 360° de mare precizie peste care s-a montat un sistem de pozitionare de mare precizie pe 5 axe, 2 liniare, 2 goniometrice si una de rotatie, pentru controlul elementului reflectator optic extern din cavitatea LSCE master.

In dezvoltarea acestui sistem de mare precizie s-au folosit diferite solutii constructive care asigura performantele necesare.

Aceste performante sunt urmatoarele:

- rotatie in jurul axei verticale
- deplasare pe axa x de circa 10 mm
- rotatie in jurul axei X de $\pm 2^\circ$
- translatia in jurul axei X ± 2 mm
- rotatie in jurul axei Y de 2°
- translatie in jurul axei Y $\pm 2^\circ$
- greutate redusa, sub 1 Kg
- incarcare axiala de 1 Kg
- precizia de citire in jurul axei verticale 2 arcmin
- rezolutia de rotatie in jurul axei verticale 2 arcmin
- precizia pe axa X, Y 3 arcsec

Pentru a se realiza acest lucru s-a folosit un program de proiectare asistata de calculator Solid Works.

4.1. DESCRIERE

Pentru proiectarea si executia ansamblului de pozitionare precisa a elementului DOE s-au utilizat solutii constructive care permit atingerea caracteristicilor tehnice amintite.

In acest sens amintim ca pentru realizarea rotatiei in jurul axei verticale, vezi figura 4.1.1 s-a avut in vedere un angrenaj melc roata melcata (figura 4.1.2) care permite atingerea preciziei de pozitionare dorite. Astfel se realizeaza o rotatie completa in jurul axei verticale. Roata melcata are modul de 0.25, un

unghi de flanc de 20° si este executata in clasa de precizie ridicata. Un surub micrometric permite rotatia melcului in jurul axei verticale. Surubul micrometric cu pas de 0.25 mm este gradat pentru vizualizarea deplasarii si permite astfel o miscare precisa si repetabila.

Organele de asamblare sunt incorporate intr-un sistem mecanic cu o placa cu orificii filetate pentru prindere.

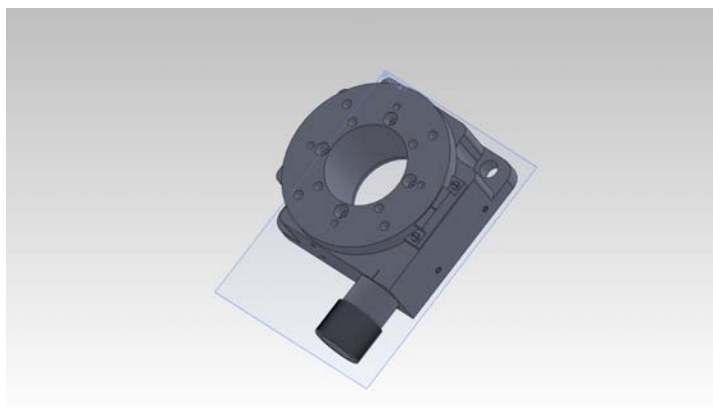


Figura 4.1.1. Montaj de rotire in jurul axei verticale.



Figura 4.1.2. Angrenaj melc roata melcata

In figura 4.1.3 se prezinta un ansamblu de pozitionare precisa pe 5 axe simultan

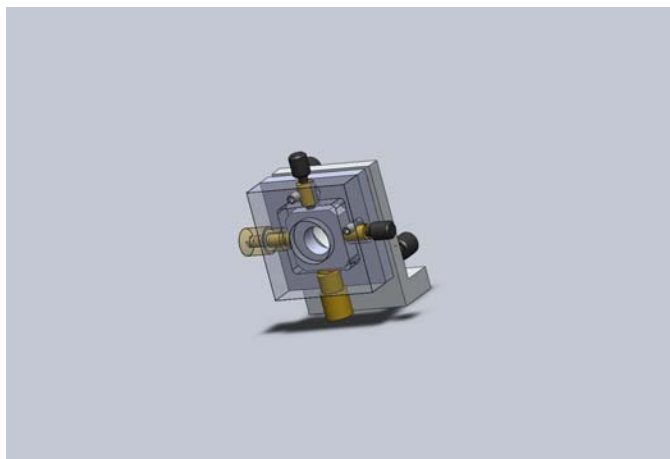


Figura 4.1.3. Ansamblu de pozitionare precisa pe 5 axe.



Figura 4.1.4. Surub micrometric.

Sistemul de pozitionare pe 5 axe este realizat cu ajutorul a 2 translatii de mare precizie pe axa X si respectiv Y, 2 rotatii in jurul axei X si respectiv Y si o translatie in lungul axei Z.

Translatiile pe cele doua axe X si respectiv Y se realizeaza cu ajutorul unei miscari cu surub micrometric gradat. In acest fel precizia de pozitionare este ridicata si repetabilitatea se pastreaza. Pentru pastrarea unei precizii de pozitionare se utilizeaza un arc montat in capul surubului micrometric in asa fel incat la schimbarea sensului de rotatie al miscarii se reduce jocul de flanc dintre dantura rotii melcate si a danturii surubului de miscare.

Rotatia in jurul axei X este controlata de o miscare analogica similara care foloseste surub micrometric cu pas de 0.25 m (figura 4.1.4).

Rotatia in jurul axei Y este similara cu rotatia in jurul axei X.

Pentru executie s-a ales un aliaj de aluminiu astfel incat sa se prelucreze usor si sa se poata proteja decorativ prin eloxare si vopsire.

Pentru surubul de miscare, s-a ales oțel inoxidabil pentru evitarea problemelor legate de coroziune.

5. Diseminarea rezultatelor.

A. 1 articol:

- *Experimental control of power dropouts by current modulation in a semiconductor laser with optical feedback*, C.M. Ticos, I.R. Andrei, M.L. Pascu, M. Bulinski, *Physica Scripta*, Vol. 83, 055402 p. 4, 2011;

1 capitol de carte

- Capitolul 9 din “Modelare si Simulare – aplicatii in OSPL”: “*Dinamica sistemelor laser*” - *Teoria semiclassicală, Ecuațiile de bază pentru laserul auto-pulsat, Soluțiile de dinamică haotică, Diada laser cu cavitate extinsă*”, pag. 204-223, Mircea Bulinski, Editura Universitatii Bucuresti (2011).

B. 1 articol propus spre publicare:

- *Phase synchronization of LFF in a multimode ECSL system under phase modulation*, M. Bulinski, I.R. Andrei, C.M. Ticos, M.L. Pascu, propus spre publicare in *Physics Letters A*.

In articolul publicat, precum si in cel propus spre publicare s-a specificat ca lucrarile stiintifice au fost realizat prin finantare din proiectul PNCDI II 72-219/2008.

C. 3 conferinte:

- *The experimental analyse of chaotic synchronization of two coupled external-cavity semiconductor lasers* , I.R.Andrei, C.M. Ticos, M.Bulinski, G.V. Popescu, M.L. Pascu, The 2011 Scientific Communications Session of Physics Faculty, University of Bucharest, Bucharest, Romania, 17 June 2011;

- *Experimental control of the LFF frequency by current modulation in a semiconductor laser with optical feedback*” (*prezentare orala*), I.R. Andrei, C.M. Ticos, M. Bulinski, M.L. Pascu, International Student Workshop on Laser Applications 2011 (ISWLA11), Bran, Romania, May 31 – June 4, 2011;

- *Experimental analysis of chaotic coupling of two lasers with external optical feedback (poster)*, I.R. Andrei, C.M. Ticos, M. Bulinski, M.L. Pascu, International Student Workshop on Laser Applications 2011 (ISWLA11), Bran, Romania, May 31 – June 4, 2011;

D. Pagina web dedicata proiectului: http://lsg.inflpr.ro/LSCEM_ro.html

6. Concluzii

1. – S-a optimizat sistemul experimental Laser cu Semiconductor - Cavitare Externa pentru punerea in evidenta si controlul emisiei laser haotice prin modulare in curent si, preliminar, prin modulare electro-optica.

- Montajul experimental a fost optimizat pentru studiul dinamicii haotice in conditii de control prin modularea curentului de injectie si electro-optica, atat intr-un sistem LSCE, cat si in cuplajul sistemelor LSCE.

- Conditiiile de reproductibilitate s-au obtinut prin determinarea domeniilor de valori ale parametrilor de operare ai sistemului experimental in functie de parametrii tehnologici pentru care se pot obtine dinamici haotice de tipul fluctuatiilor de joasa frecventa (LFF – low-frequency fluctuation), in raport cu care s-a studiat dinamica haotica si cuplajul sistemelor haotice.

- Gradul de sincronizare dintre fluctuatiile LFF laser si modulator au fost analizate prin doua metode. Prima compara doua variabile noi introduse, faza modulatorului si faza laserului. In acest caz, cand cele doua sisteme se sincronizeaza, raportul dintre fazele lor devine constant, si se evalueaza evolutia acestui raport in timp. A doua tehnica de analiza se bazeaza pe entropia Shanon si evalueaza intervalele temporale dintre caderile consecutive ale puterii laserului (LFF). Aceasta analiza a arata ca modularea in curent si electro-optica este utila in controlul dinamicii haotice.

- S-a realizat schita tehnica si o varianta a montaj experimental de cuplaj sincronizat haotic tip Master – Slave.

- S-a studiat dinamica sincronizarii haotice a unui sistem LSCE master cuplat bidirectional cu un sistem Slave reprezentat de o dioda laser fara feedback optic propriu. Prin modificarea parametrilor de operare s-au indus modificari in dinamica laser in asa fel incat spectrul de emisie laser, intensitatea laser si spectrele de putere au indicat diferite regimuri de sincronizare. Pentru doua lungimi diferite ale cavitatii externe s-au obtinut starile de sincronizare intarziata, fara intarziere si anticipata prin modificare usoara a curentului de injectiei si a temperaturii de termostatare a celor doua diode laser.

- S-au realizat masuratori privind controlul dinamicii haotice a sincronizarii sistemului LSCE cu dioda laser in schema de cuplaj Master-Slave (solutia aleasa pentru montajul experimental de cuplaj) si s-a pus in evidenta posibilitatea controlarii prin modulare a acestei dinamici.

2. – S-a analizat numeric influenta modularilor in curent, electro optica, in amplitudine si faza, si mecanica asupra emisiei laser haotice.

- S-a dezvoltat un model de simulare a cuplajului sistemelor haotice si s-a analizat numeric influenta modularii asupra cuplajului.

3. S-a optimizat montura opto-mecanica de pozitionare precisa ce este compusa dintru sistem de pozitionare pe 5 axe si un sistem de rotatie in jurul axei verticale.

4. Diseminarea rezultatelor s-a facut prin publicarea unei lucrari in revista cotate ISI, a unui capitol intr-o carte publicata prin Editura Universitatii din Bucuresti; prin propunerea spre publicare a unei lucrari intr-o revista cotate ISI, si prin participarea cu 3 lucrari, doua la o conferinta internationala si una la o conferinta nationala.

7. Bibliografie

- 1.1. D. W. Sukow, and D. J. Gauthier, \Entraining power-dropout events in an external-cavity semiconductor laser using weak modulation of the injection current, *IEEE J. Q. Electr* 36, 175 (2000).
- 1.2. J. M. Buldu, R. Vicente, T. Perez, C. R. Mirasso, M. C. Torrent and J. Garcia-Ojalvo, Periodic entrainment of power dropouts in mutually coupled semiconductor lasers, *Apl. Phys. Lett.* 81, 5105 (2002).
- 1.3. Y. Takiguchi, Y. Liu, and J. Ohtsubo, Low-frequency fluctuation induced by injection-current modulation in semiconductor lasers with optical feedback, *Opt. Lett.* 23, 1369 (1998).
- 1.4. Y. Hong, and K. A. Shore, Statistical measures of the power dropout ratio in semiconductor lasers subject to optical feedback, *Opt. Lett.* 30, 3332 (2005).
- 1.5. I. Wallace, D. Yu, W. Lu, and R. G. Harrison, Synchronization of power dropouts in coupled semiconductor lasers with external feedback, *Phys. Rev. A* 62, 013809 (2000).
- 1.6. Allaria E, Arecchi F T, Di A and Meucci R G Synchronization of homoclinic chaos *Phys. Rev. Lett.* 86 791 (2001).
- 1.7. Tass P, Rosenblum M G, Weule J, Kurths J, Pikovsky A, Volkmann J, Schnitzler A and Freund H -J 1998 Detection of n:m phase locking from noisy data: application to magnetoencephalography *Phys. Rev. Lett.* 81 3291
- 1.8. Gavrielides A, Newell T C, Kovanis V, Harrison R G, Swanston N, Yu D and Lu W 1999 Synchronous Sisyphus effect in diode lasers subject to optical feedback *Phys. Rev. A* 60 1577
- 1.9. C.M. Ticos, I.R. Andrei, M.L. Pascu, M. Bulinski, Experimental control of power dropouts by current modulation in a semiconductor laser with optical feedback, *Physica Scripta*, Vol. 83, 055402 p. 4, 2011.
- 1.10. J. Sacher, D. Baums, P. Pankin, W. Elsasser, E. Gobel, Intensity instabilities of semiconductor laser under current modulation, external light injection, and delayed feedback, *Physical Review A*, 1992, 45 (3), 1893
- 1.11. Y. Takiguchi, Y. Liu, J. Ohtsubo, Low-frequency fluctuation induced by injection-current modulation in semiconductor lasers with optical feedback, *Optics Letters*, 1998, 23 (17), 1369.
- 1.12. Y. Takiguchi, H. Fujino, J. Ohtsubo, Experimental synchronization of chaotic oscillation in externally injected semiconductor laser in a low-frequency fluctuation regime, *Optics Letters*, 1999, 24 (22), 1570.
- 1.13. Mørk J, Tromborg B and Mark J 1992 Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: theory and experiment *IEEE J. Quantum Electron.* 28 93 .
- 1.14. Vincente R, Mirasso C R and Fischer I 2007 Simultaneous bidirectional message transmission in a chaos-based communication scheme *Opt. Lett.* 32 403.
- 1.15. Lam W-S, Guzdar P N and Roy R 2003 Effect of spontaneous emission noise and modulation on semiconductor lasers near threshold with optical feedback *Int. J. Mod. Phys. B* 17 4123.
- 1.16. Mendez J M, Laje R, Giudici M, Aliaga J and Mindlin G B 2001 Dynamics of periodically forced semiconductor laser with optical feedback *Phys. Rev. E* 63 066218.
- 1.17. Buldú J M, Vicente R, Pérez T, Mirasso C R, Torrent M C and García-Ojalvo J 2002 Periodic entrainment of power dropouts in mutually coupled semiconductor lasers *Appl. Phys. Lett.* 81 5105.
- 2.1. I. Fischer, G.H.M. van Tartwijk, A.M. Levine, W. Elsasser, E. Gobel, and D. Lenstra, *Phys. Rev. Lett.* 76, 220 (1996).
- 2.2. D.W. Sukow, J.R. Gardner, and D.J. Gauthier, *Phys. Rev. A* 56, 5, (1997).

- 3.1. R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.* 16, 347–355 (1980).
- 3.2. A. Sanchez-Diaz, c. R. Mirasso, P. Colet, P. Garcia-Fernandez, *IEEE J. QE-35*, 3, 292 (1999).
- 3.3. Tang C L, Stutz H and deMars G 1963 *J. Appl. Phys.* 34 2289.
- 3.4. Carr T W, Pieroux D and Mandel P 2001 *Phys. Rev. A* 63 033817.
- 3.5. Rogister F, Megret P, Deparis O and Blondel M 2001 *Phys. Rev. A* 62 061803(R).
- 3.6. Sukow D W, Heil T, Fischer I, Gavrielides A, Hohl-AbiChedid A and Elsässer W 1999 *Phys. Rev. A* 60 667.
- 3.7. I. V. Koryukin, Dynamics of a Multimode Semiconductor Laser with Optical Feedback, *Semiconductors*, 2009, Vol. 43, No. 3, pp. 387–393.
- 3.8. F. Rogister, M. Sciamanna, O. Deparis, P. Me'gret, and M. Blondel, Low-frequency fluctuation regime in a multimode semiconductor laser subject to a mode-selective optical feedback, *Phys. Rev. A* 65 015602 (2001).
- 3.9. C. M. Ticos, M. Bulinski, R. Andrei, M. L. Pascu, Power drop-out control by optical phase modulation in a chaotic semiconductor laser, *JOSA B*, Vol. 23, Issue 12 (2006), pp. 2486-2493.
- 3.10. M Buldu, F Rogister, et. All, Asymmetric and delayed activation of side modes in multimode semiconductor lasers with optical feedback, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 4 (2002) 415–420.
- 3.11. Junji Ohtsubo Ed., *Semiconductor Lasers - Stability, Instability and Chaos*, 2nd Edition Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- 3.12. M. Bulinski, M. L. Pascu, Chaos in laser diode light emission, *Romanian Journal of Optoelectronics*, Vol9, Nr.2, pp.1-34(2001).
- 3.13. Mircea Bulinski, "Modelare si Simulare – aplicatii in OSPL", Editura Universitatii Bucuresti (2011).
- 3.14. K. Peterman, "External optical feedback phenomena in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, No.2, pp.480-489, June 1995.
- 3.15. G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, T. Bosch "Laser diode self-mixing technique for sensing applications," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4, No. 6, pp. S283-S294, 2002.
- 3.16. S. Donati, G. Giuliani, and S. Merlo, "Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.31, pp.113-119, Jan.1995.
- 3.17. L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier and T. Bosch, "Self-mixing laser diode velocimetry: application to vibration and velocity measurement," *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, No.1, pp. 223-232, 2004.
- 3.18. S. Merlo and S. Donati, "Reconstruction of Displacement Waveforms with a Single-Channel Laser-Diode Feedback Interferometer", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, NO. 4, pp. 527-531, 1997.
- 3.19. A. Sánchez-Díaz, C. R. Mirasso, P. Colet, and P. García-Fernández, "Encoded Gbits/s digital communications with synchronized chaotic semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* 35, 292–297 (1999).
- 3.20. M. Bulinski, M. L. Pascu, I. R. Andrei, Phase synchronization and coding chaos with semiconductor lasers, *J. Optoelec. and Adv. Mat.* Vol. 6, No. 1(2004), p77-86.

ANEXA I

Programul de analiza a distributiei perioadelor temporale ale LFF.

```
clear all

%%%%%%%%%%FIRST FILE
filename1=char('Nume fisier.txt'); %- se introduce numele fisierului cu seria
temporala a intenitatii, salvat in prealabil in format „.txt”

file1 = textread(filename1,'%s','delimiter','\n','whitespace','');
N1=size(file1,1);
ngap=1;
samplT=ngap*2e-10;
reducdf1=file1(7:ngap:N1,1);
string1=char(reducdf1);

format short e;
strlength1=size(string1,1);
dataraw1=str2num(string1);
ndataraw1=size(dataraw1,1);

%ndataraw1=1e4;

datax1=dataraw1(1:1:ndataraw1,1);
datay1=dataraw1(1:1:ndataraw1,2);
data1=[datax1 datay1];

%[b,a]=butter(3,0.16);%[b,a]=besself(10,10);
F=2;
b = ones(1,F)/F;
a=1;
datay1filt=filtfilt(b,a,datay1);

%FIND PEAKS

datay1pk=-datay1filt;
[pks,locs]=findpeaks(datay1pk,'minpeakheight', 0.020); %- se seteaza valoarea medie
la varf a amplitudinii caderilor la zero ale intensitatii.
tau=diff(locs*samplT);
Ntau=size(tau,2);
Leveltau=0.3e-7;
for i=1:Ntau
    if tau(i)<Leveltau
        tau(i)=NaN;
    end
end
ik = find(~isnan(tau));
tau = tau(ik);

%xtau=0.5e-8:1e-8:4e-7;
xtau=0:1e-8:5e-7;
```

```

ntau=histc(tau,xtau);

figpoz=[50 618 1550 314];
figure('Position',figpoz);
figname00=strcat('signal',filename1);
figname01=strcat(figname00,'.jpg');

%plot(Data(:,1),Data(:,2),'k-');
%plot(tpeaks1(:,1),tpeaks1(:,2),'bo','markersize',5);
%plot(datax1(:,1)-datax1(1,1), datay1pk(:,1),'k-');
Ni=1e5; Nf=1.3e5
plot(datax1(Ni:Nf,1)-datax1(Ni,1), datay1filt(Ni:Nf,1),'k-');
hold on
%plot(locs*samplT,pks,'r*');
%plot(Datax,pdata,'r')
%text(950,max(Datax)*1.00/2,txtpeaks1,'fontsize',5)
set(gca,'Xminortick','on');
%axis([1e-5 1.5e-5 min(datay1filt)*1.05 max(datay1filt)*1.05])
%set(gca,'XTickLabel','300|4pk00|500|600|700|800|900|')
ylabel('Intensity (a.u.)','fontsize',17);
xlabel('Time (s)','fontsize',17);
hold off
saveas(gcf,figname01,'jpg');

datashowtime=datax1(Ni:Nf,1)-datax1(Ni,1);
datashowsig=datay1filt(Ni:Nf,1);
datashow=[datashowtime datashowsig];

%save -ascii datashow06V.dat datashow

figure
%plot(tau, '.')
%hist(tau,xtau)
bar(xtau,ntau);
h = findobj(gca,'Type','patch');
set(h,'FaceColor','r','EdgeColor','w');
axis([0.3e-8 3e-8 0 70])
%figname1=strcat(filename,'.fig');
%saveas(gcf,figname1);
%figname2=strcat(filename,'.jpeg');
%saveas(gcf,figname2,'jpeg');

figure
plot(tau, '.')
axis([0 630 0.5e-6 6e-6])
figname01=strcat('tau',filename1);
figname1=strcat(figname01,'.jpg');
%saveas(gcf,figname1,'jpg');

xhist=xtau/1e-6; % n components->n-1 bins
nxh=size(xtau,2)-1; % n-1 bins
Smax=-log10(1/(nxh-1)); % ar trebui nxh-1
nl=histc(tau/1E-6,xhist); % nl=distribution vector of elements in bins
Pnl=nl/sum(nl); % normalize for plotting purposes only

```

```

nlnorm=nonzeros(n1)/sum(n1); % normalize to the number of total elements and discard
the zeroes
S1=-sum(nlnorm.*log10(nlnorm));
Sigma1=(Smax-S1)/Smax;

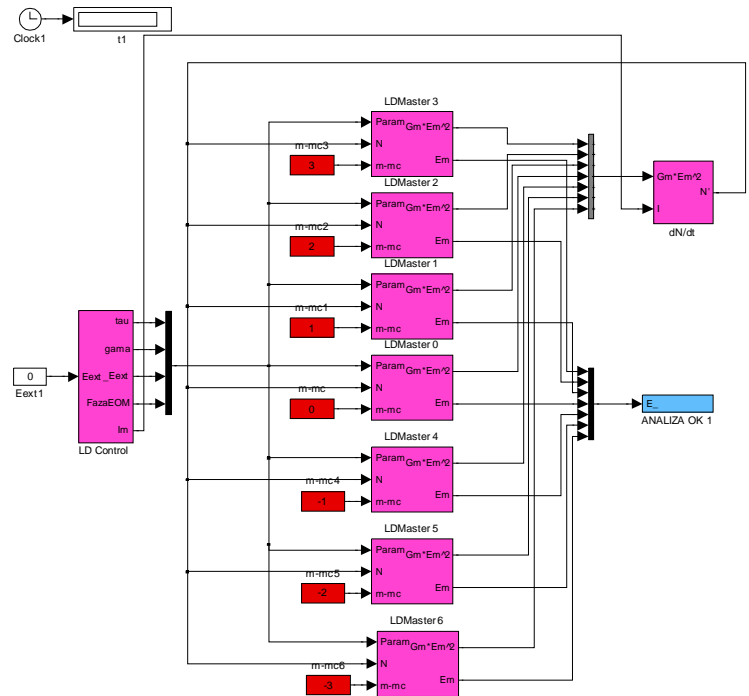
%Write values in Fig
sigmaval=num2str(Sigma1);
textfig1=strcat('SIGMA=',sigmaval);
heightpk=num2str(max(Pn1));
textfig2=strcat('PK=',heightpk);
Nlff=num2str(sum(n1));
textfig3=strcat('N=',Nlff);

figure
bar(xhist,Pn1,1); axis([0 0.5 0 0.2])
h = findobj(gca,'Type','patch');
set(h,'FaceColor',[0.4 0.4 0.4],'EdgeColor','k')
xlabel('Time (\times 10^{-6} s)','fontsize',17);
ylabel('Probability','fontsize',17);
set(gca,'fontsize',16,'XColor','black','YColor','black')
text(2,0.08,textfig1,'fontsize',10)
text(2,0.07,textfig2,'fontsize',10)
text(2,0.06,textfig3,'fontsize',10)
figname02=strcat('hist',filename1);
figname2=strcat(figname02,'.jpg');
%saveas(gcf,figname2,'jpg');
%axis([0.3 6 0 0.15])
histshow=[xhist' Pn1'];
%save -ascii histshow06V.dat histshow

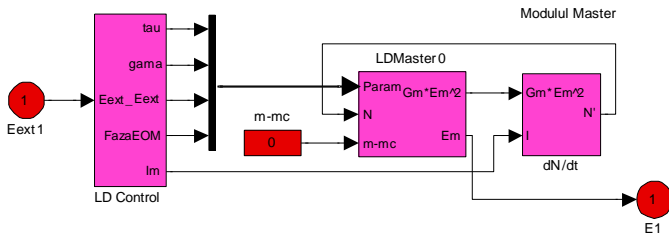
```

ANEXA II

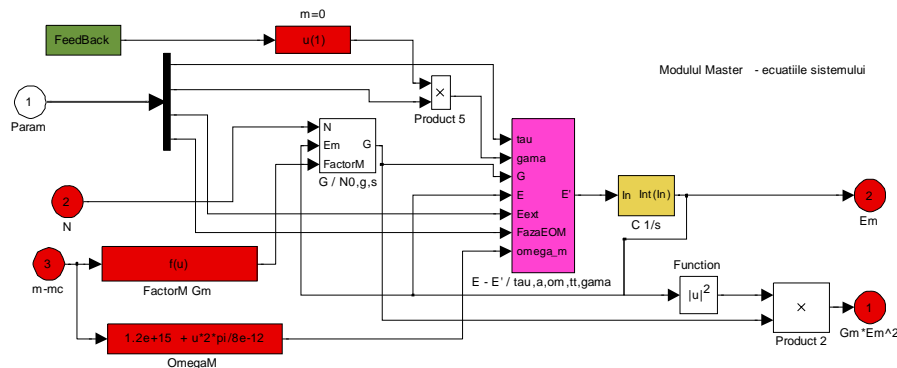
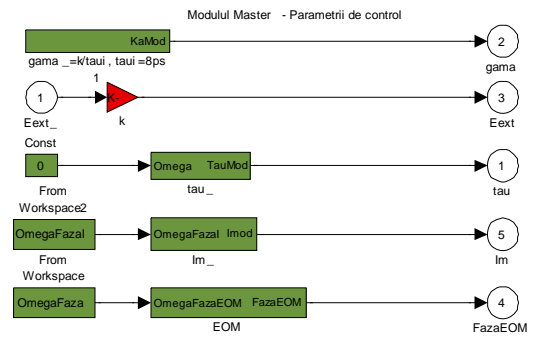
Modulul principal al simulatorului unui sistem ECSL multimod (ec. 3.1-3.3)



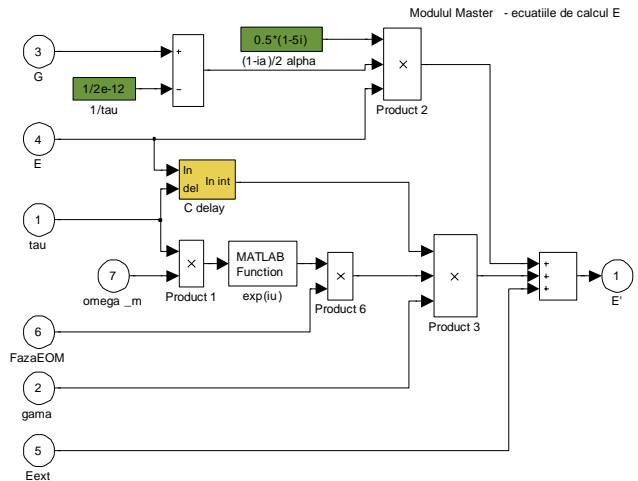
Modulul master monomod (un mod singular)



Modulul parametrilor de control

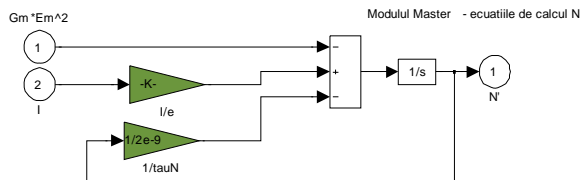
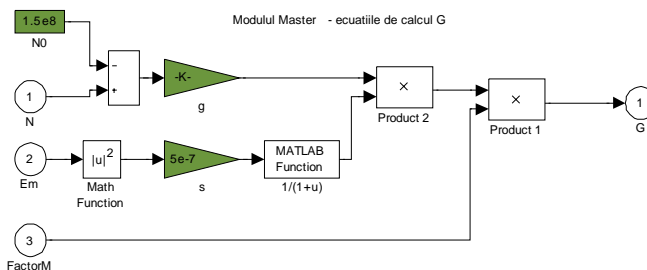


Modulul ecuațiilor dinamice E și G ale masterului (sau un singur mod)



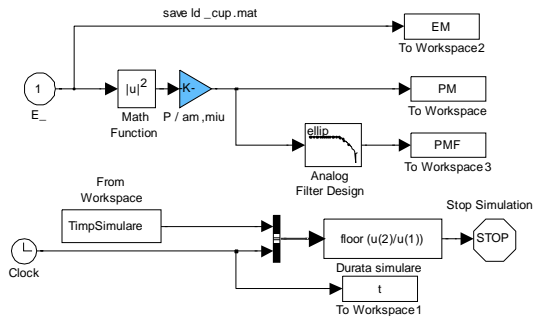
Modulul ecuației (3.1), Em master (sau un singur mod)

Modulul ecuației (3.3), Gm masterului (sau un singur mod)

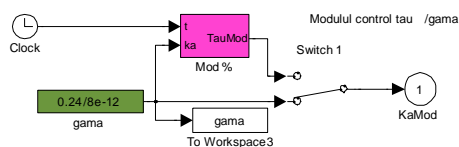


Modulul ecuației (3.2), Gm master (sau un singur mod)

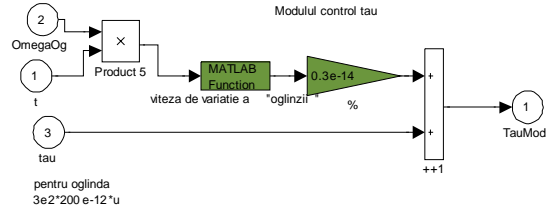
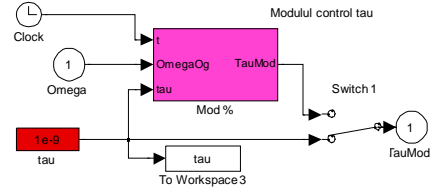
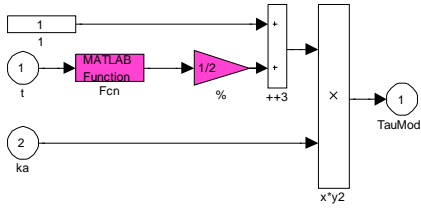
Modulul analizei campului detectat



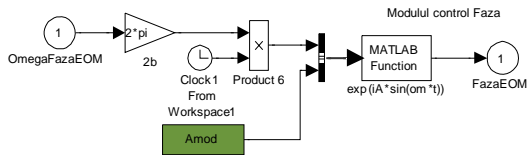
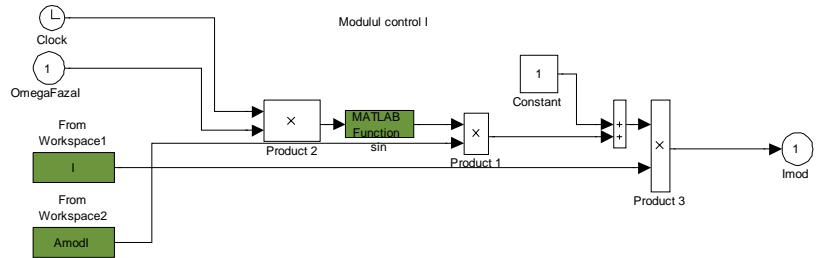
Modulul de modulare al sistemului în Γ (MA)



Modulele de modulare ale sistemului în τ (MPZ)



Modulul de modulare al sistemului în I (MCI)



Modulul de modulare ale sistemului în ϕ (MEO)