

Simularea numerică a emisiei sistemelor LSCE; studiul proprietăților neliniare/haotice ale intensității emisiei laser, analiza comportării LFF și compararea cu rezultatele experimentale.

Simularea numerică a emisiei haotice a unui sistem LSCE se realizează plecând de la ecuațiile de câmp scrise de Lang-Kobayashi, scrise pentru o cavitate compusă obținută (simulată prin adăugarea unui termen de feedback extern la ecuațiile standard laser). Așa cum s-a arătat în faza anterioară aceste ecuații reprezintă ratele de variație a câmpului intern E (în formă complexă) și a densității de purtători, notată prin N

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - \tau) \exp(i\omega\tau) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t), \quad (2.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J(t)}{e} - \frac{1}{\tau_n} N(t) - G(t) |E(t)|^2, \quad G(t) = \frac{g(N - N_0)}{(1 + s|E(t)|^2)}. \quad (2.2)$$

Parametrii folosiți în aceste ecuații au fost explicitați de asemenea în faza anterioară. Pe lângă aceste ecuații se folosesc și parametri definiți mai jos; coeficientul de feedback γ (cantitatea de energie re-injectată în cavitatea interioară a diodei laser), amplitudinea câmpului ce iese din cavitatea interioară laser (pe exteriorul oglinzii de extracție spre cavitatea externă) și puterea de emisie de sistemul laser

$$\gamma = \frac{1 - R}{\tau_i \sqrt{R}} \sqrt{\rho} = \frac{\Gamma}{\tau_i} \quad E(t) e^{-i\omega t} = |E(t)| e^{-i(\omega t + \Phi(t))}, \quad P = \frac{hc \omega \alpha_m}{4\pi\mu} |E|^2. \quad (2.3)$$

S-au dezvoltat o serie de programe scrise în MatLab și Simulink pentru simularea modelului prezentat mai sus, programe care sunt prezentate în Anexa A1, făcându-se comparație între modelul realizat în Simulink, care a fost prezentat pe scurt în faza anterioară (care folosește un integrator cu pas variabil și al cărui script Matlab de pornire, control și analiză primară este prezentat în Anexa A1.1), și modelul realizat ca script MatLab (prezentat în Anexa A1.2) care folosește o metoda de integrare Runge-Kutta cu pas fix. Modelul cu pas variabil s-a dovedit superior ca adaptare la dinamica neliniară, puternic variabilă, a sistemului. Pentru a rezolva numeric ecuațiile diferențiale de întârziere s-a folosit în Simulink o pereche Runge-Kutta (2,3) de integrări Bogacki și Shampine, ca și o schema de interpolare Hermite.

Prezentăm mai jos câteva rezultate ale simulărilor efectuate care arată o bună

similitudine calitativă cu datele experimentale obținute, aspectul cantitativ urmînd a fi detaliat. La emisia unei diode laser intr-un sistem fara cavitate exterioara la curenti de injectie sub prag. Se observa ca predomina o emisie de tip spontan, fara aparitia emsisei laser.

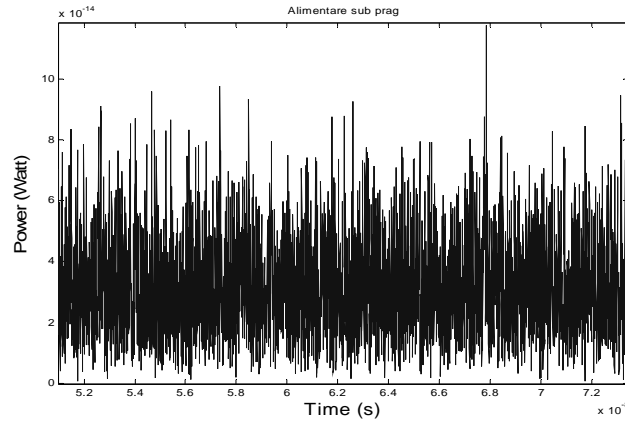


Figura 2.1. Seria temporal a puterii emisie laser, injectie la un current sub curentul de prag; in absenta feedbackului optic.

La emisia unei diode laser intr-un sistem fara cavitate exterioara la curenti de injectie peste prag se observa o crestere brusca a puterii in momentul injectarii purtatorilor in jonctiune, crestere confirmata experimental care poate fi ameliorata prin cresterea lenta a curentului prin jonctiune. S-a observat o foarte bună corelare a parametrilor aleși cu așteptările privind puterea de emisie a sistemului real similar.

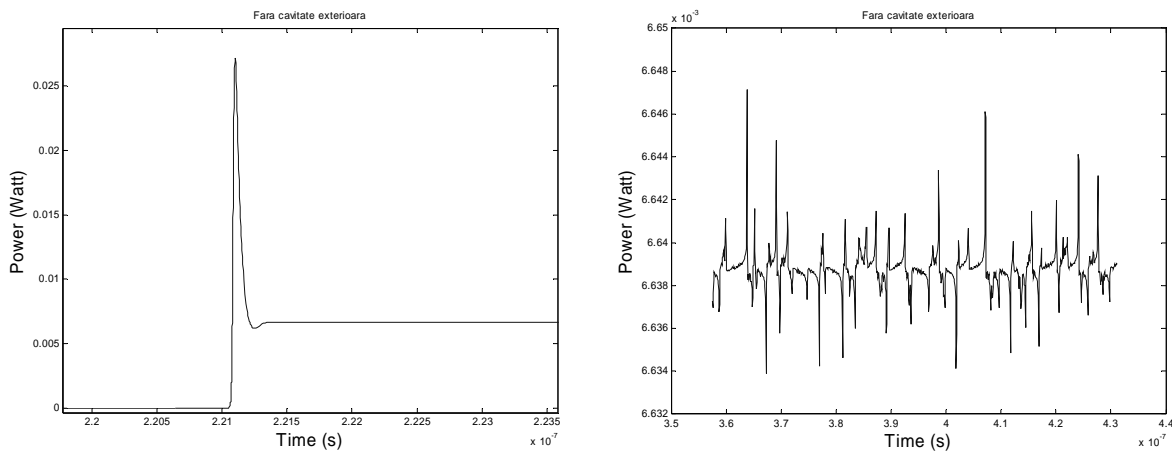


Figura 2.2. Seria temporal a puterii emisie laser, la un curent peste prag de emisie laser; in absenta feedbackului optic.

În figura de mai sus este prezentată seria temporală pentru un curent de alimentare de $I=40\text{mA}$, montaj fără cavitate externă, emisia liberă a diodei laser. Se observă variația, de o amplitudine foarte redusă ($\approx 2\%$), a puterii de emisie.

În cazul cuplării unei cavități externe diodei laser, s-a analizat comportarea acesteia în diferite situații. Cavitatea externă s-a considerat a fi compusă dintr-o oglindă a cărei reflectivitate poate fi controlată (care întoarce o parte mai mare sau mai mică din radiația emisă înapoi în joncțiunea diodei laser). În acest fel se obține feedback-ul care va fi controlat prin controlarea reflectivității oglinzii sau după caz, dacă feedback-ul este filtrat numeric, de o rețea de difracție externă. În cazul unui coeficient de feedback mic (reprezentat printr-o reflectivitate scăzută a oglinzii externe) se poate observa faza inițierii haosului. Întrucât radiația întoarsă în cavitate este destul de scăzută, haosul este atenuat în timp. Seria temporală a unui astfel de semnal sugerează prezența unui fenomen haotic care tinde în cele din urmă să se stabilizeze pe o singură orbită datorită feedback-ului mic. Când se mărește feedback-ul prin mărirea reflectivității reflectorului extern, semnalul obținut este un semnal haotic (Figura 2.3).

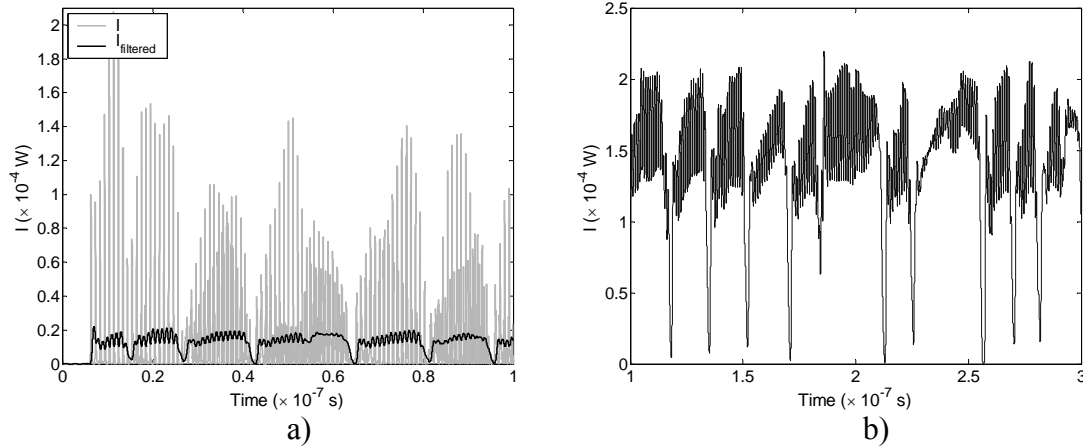


Figura 2.3. Seria temporală a intensității emisie laser, injecție la un curent peste curentul de prag; în prezența feedbackului optic: a) semnal haotic nefiltrat (anvelopa optică a) și filtrat, așa cum apare fotodetector; b) detaliu privind structura temporală a semnalului.

În figura 2.3a sunt prezentate seriile temporale pentru acest din urmă caz, pentru semnalul $|E(t)|^2$, cu grii, pentru semnalul anvelopei optice modulat de ecuații, și semnalul filtrat, așa cum apare el pe un fotodetector optic, adică filtrarea semnalului anterior pe un

filtru numeric. În figura 2.3b este prezentată o porțiune detaliată a acestui semnal pentru a se evidenția structura sa temporal.

Din analiza seriei temporale in cazul unui feed-back mare se observa comportamentul haotic al semnalului in acest caz. Orbitale reprezentarii parametrice, repozentarea în spațiul fazelor care este prezentată în figura 2.4, evolueaza in timp avand aproximativ aceeasi forma ca în cazul feed-back-ului redus, însa in acest caz nu se mai observa caracterul stationar al orbitelor prezent in cazul initierii haosului pentru o valoare mica a feed-back-ului. Există cazuri de evoluție a complexitatii haosului în care sistemul este mult apropiat de o evoluție cvasi-periodică iar in altele de o evoluție haotică. Se observa, atat din reprezentarile parametrice cat si din spectrele echivalente de emisie, comportari specifice haotice, cum ar fi forma caracteristica a spectrului variabilei implicate sau desfasurarea traiectoriei intr-un spatiu “intarziat” de dimensiune mai mare sau egala cu numarul de variabile independente ale sistemului.

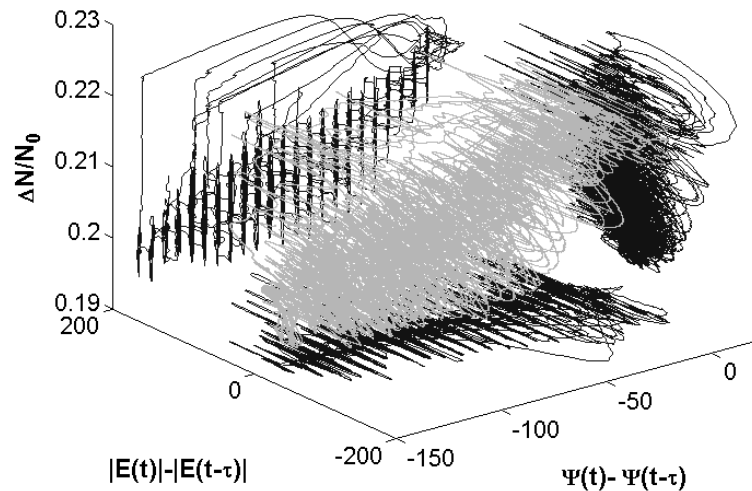


Figura 2.4. Orbitale reprezentarii parametrice, reprezentarea în spațiul fazelor.

Când într-un același sistem de emisie coeficientul de feed-back se mărește, se mărește și amplitudinea semnalului haotic, ceea ce justifică faptul că între coeficientul de feed-back și amplitudinea oscilației haotice rezultate există o corespondență directă.

În cazul emisie luminoase la curenți puțin peste valoarea curenților de prag al diodei laser se observă apariția fluctuațiilor de joasă frecvență, prezentate în figurile 2.3, fluctuații care au fost puse în evidență și experimental (a se vedea paragraful 1). În

literatura acest tip de oscilații sunt prezente la laserii multimod, în care nu apare dependența pulsurilor de joasă frecvență de lungimea cavității. Inșă așa cum s-a prezentat în paragraful 1.4 al acestui raport, dinamica haotică de tip LFF este dependentă de caracterul selectiv sau neselectiv pe lungimea de undă a reflectorului care asigură feedbackul optic.

Dacă reflectivitatea oglinzii externe este și mai mult mărită acest lucru va duce la obținerea unor feedback-uri din ce în ce mai mari, până în momentul când puterea radiației întoarse în jonctiune va deveni mult prea mare, acest lucru ducând la deteriorarea fizică a jonctiunii diodei laser.

În fig. 2.5 sunt prezentate seriile temporale ale soluțiilor numerice obținute pentru puterea câmpului electric emis de sistem, oscilațiile obținute sunt caracteristice pentru așa numitele „low frequency fluctuation” (LFF), stări dinamice ale sistemului LSCE obținute pentru curent de injecție în apropierea pragului de deschidere a emisieii laser și feedback moderat. Aceste oscilații sunt caracteristice unui sistem haotic înalt dimensional. Atât aspectul calitativ, cât și caracteristicile de frecvență și putere de emisie ale oscilațiilor haotice obținute, comparate cu cele experimentale, a se vedea paragraful 1.2, ne permit să susținem că modelul numeric realizat este o aproximare validă a unor comportări reale ale sistemelor echivalente.

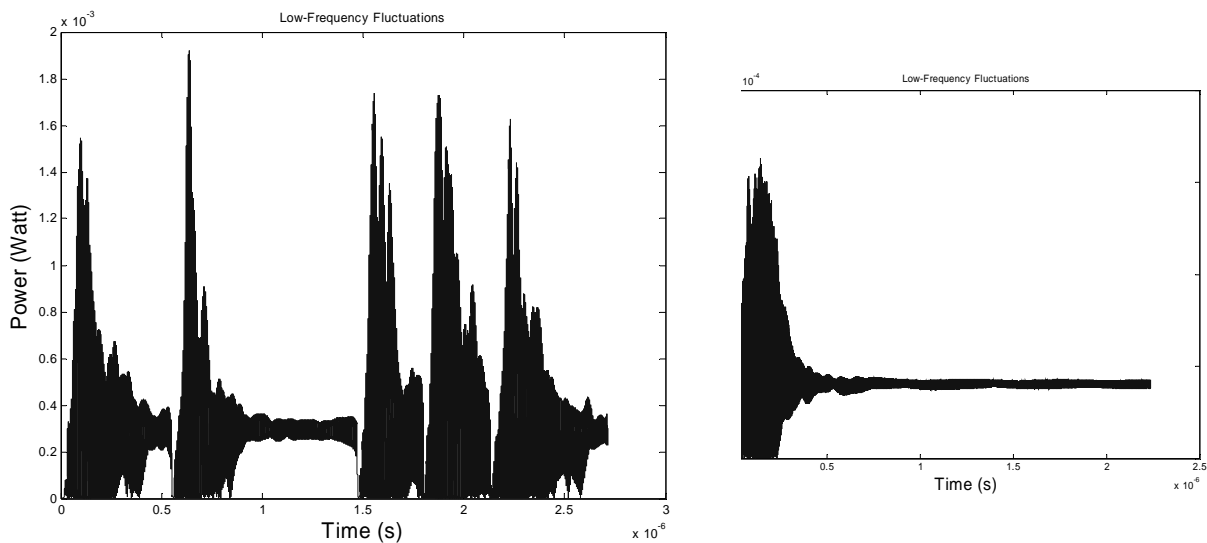


Figura 2.5. Seriile temporale ale soluțiilor numerice obținute pentru puterea emisieii laser; oscilațiile caracteristice pentru fluctuațiile de joasă frecvență (LFF).

Mai sus avem reprezentată seria temporală completă pentru un curent de injecție de 14.7mA. Se observa modulatia de “joasa frecvență”, caderi în zero ale puterii de emisie a diodei laser cu rata de aproximativ $0.5\mu\text{s}$, iar în partea dreaptă a figurii o porțiune a acestui semnal care prezintă o comportare ce tinde spre o emisie stabilă, sistemul nepermițând însă atingerea acestui tip de orbită.

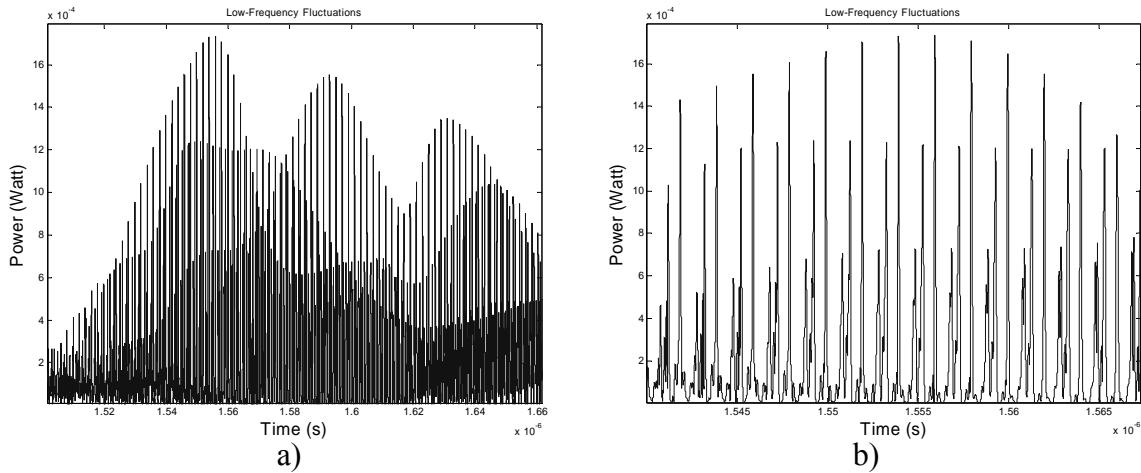


Figura 2.6. Seria temporală calculată numeric pentru diferite stări de evoluție ale sistemului: a) stare haotică ridicată; b) detaliu privind structura tip tren de pulsuri a semnalului haotic

În figurile 2.6 a și b sunt prezentate detaliile ale seriei temporale calculate numeric pentru diferite stări de evoluție ale sistemului. Se observă că LFF, care caracterizează stări haotice ridicate, sunt de fapt formate din pulsuri (pulsuri), relative distincte, de durată foarte mică ($\approx 2e-9\text{s}$) care ajung până aproape de extincția emisieii.

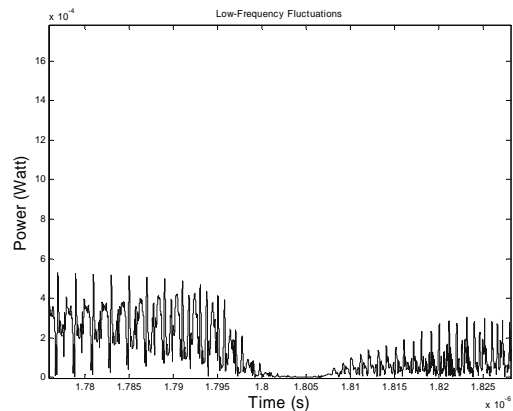


Figura 2.7. Variațiile temporale a puterii la regimul de LFF sunt foarte importante, ajungând până la zero

Aceste zone sunt alternate cu zone de variație aproape armonica, caracteristice unor stari joase de haos, si pentru care puterea instantanee oscilează în jurul unor valori medii ridicate. De remarcat ca in cazul emisiilor LFF inalt haotice variatiile temporale ale puterii de emisie sunt foarte importante, ajungand pana la zero (Figura 2.7), spre deosebire de cazul starilor haotice ale ECSL departe de zona LFF, la curenti de alimentare apropiati de curntii optimi de functionare ai diodei laser libere. Durata acestor pulsuri este comparabila cu timpul de zbor in caviatea exterioara, in acest caz sistemul ECSL “rezonand” cu aceasta.

In cazul cresterii curentului de alimentare, caderile în zero ale puterii de emisie, specifice în special pentru semnalul filtrat optic, devin din ce in ce mai reduse ca durata temporala – cu toate ca ele sunt inca prezente; se pot detecta cu dificultate pe un detector real cu banda finita de detectie, semnalul apropiindu-se de modul de emisie haotic caracteristic emisiei la putere nominală. În figura 2.8 este prezentat cazul pentru $I=18\text{mA}$. Se observa ca modulatia de “joasa frecventa” (LFF) este inca prezenta dar caderile puterii in zero nu mai sunt detectabile pentru semnalul trecut printr-un filtru de detectie.

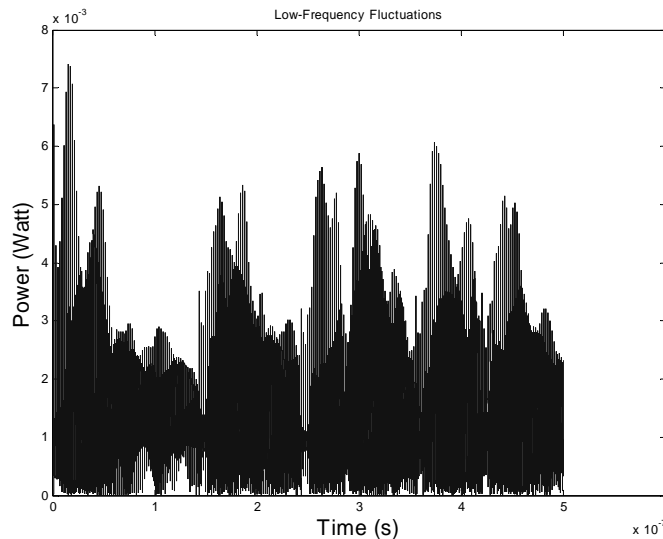


Figura 2.8. Dinamica haotica a emisiei laser caracteristica unei emisii aproape de putere nominală.

Odata cu cresterea in continuare a curentului de alimentare a diodei laser (Figura 2.9 prezintă seria temporală pentru emisia la $I=40\text{mA}$) dispare modulatia de “joasa frecventa” (LFF) si apare starea haotica inalta. Atunci cand energia intoarsa in cavitate este mica, pulsatiile haotice sunt foarte reduse, spre deosebire de cazul in care energia intoarsa in cavitate este mare, iar pulsuri foarte rapide face ca energia sa scada aproape de zero.

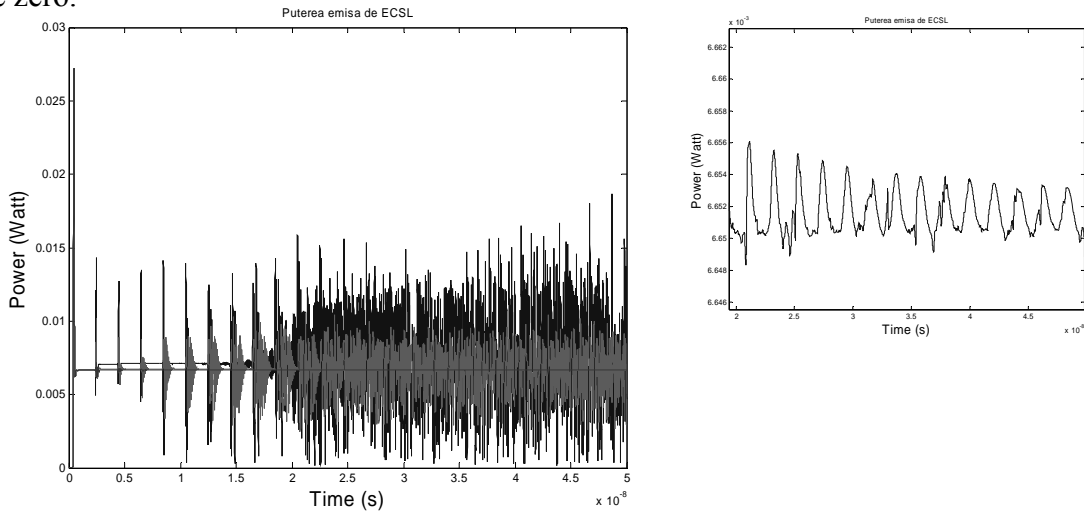


Figura 2.9. Dinamica haotica a emisiei laser caracteristica unei emisii la putere nominală, optima a sistemului laser.

Se remarca în toate modurile de functionare prezentate ale LSCE sincronizarea initiala a pulsurilor de putere pentru ca mai apoi ele sa se decoreleze la instalarea strarii haotice, fiecare sistem intrind pe o traiectorie haotica diferita. De remarcat cazul unui feedback foarte redus, unde variatiile locale de putere de $\approx 1/100$ sunt reduse, mai reduse decat in cazul emisiei libere a diodei laser, un feedback redus imbunatatind caracteristicile de emisie chiar fata de dioda libera – puterea diodei osciland cvasiarmonic si nu pulsant. Putem să tragem concluzia că stările sistemului pe care le controlează un parametru pot fi conduse catre traiectorii care sa fie favorabile si sub controlul experimentatorului.