

Modelarea emisiei haotice a unui sistem LCSE - analiza comparativa

Modelarea fenomenologică și numerică reprezintă o parte importantă a activităților de cercetare presupuse de realizarea proiectului și permite o importantă cale de acomodare cu datele noi concrete ale problemei și respectiv obținerea unor informații experimentale cu grad ridicat de încredere. Corelarea simulărilor numerice cu cele experimentale ține în primul rând de posibilitatea concretă de măsurare a mărimilor caracteristice procesului, și de aceea este condiționată de o bază materială performantă.

Ecuțiile dinamice ale LSCE

Așa cum s-a arătat în raportul de activitate trecut, simularea numerică a emisiei haotice a unui sistem LCSE are ca punct de plecare ecuațiile de câmp scrise de Lang-Kobayashi [9], scrise pentru o cavitate compusă obținută prin adăugarea unui termen de feedback extern la ecuațiile standard laser scrise în formă complexă. Dinamica unui sistem laser semiconductor, funcționând mono-mod cu un feedback moderat este dat de setul de ecuații ce descriu ratele de variație a câmpului intern E (în formă complexă) și a densității de purtători, notată prin N , [10].

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - \tau) \exp(i\omega\tau) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t), \quad (5.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J(t)}{e} - \frac{1}{\tau_n} N(t) - G(t) |E(t)|^2, \quad (5.2)$$

$$G(t) = \frac{g(N - N_0)}{(1 + s|E(t)|^2)}. \quad (5.3)$$

Ecuțiile diferențiale cuplate prezintă un feedback de întârziere al cavității reprezentat prin termenul $E(t - \tau)e^{i\omega\tau}$. Prima ecuație modelează înfășurătoarea de joasă frecvență a câmpului electromagnetic din cavitate, a doua și a treia ecuație reprezintă variația în timp a purtătorilor în cavitate, respectiv câștigul. Ecuțiile sunt scrise într-un cadru de referință unde frecvența la transparență a laserului este zero și neglijând efectul difuziei laterale și al efectului spațial de „hole burning”, ne-luând în considerație reflecțiile multiple pe rezonatorul exterior.

Parametrii folosiți in aceste ecuații semnifică: g câștigul, s coeficientul de saturare a câștigului, α factorul de mărire a lărgimii de banda, β rata emisiei spontane, e sarcina electronului, τ_n timpul de viață al purtătoarei, N_0 numărul purtătorilor la transparenta, γ coeficientul de feedback, τ timpul de parcurs in cavitatea externa, ω frecvența unghiulară a sursei în undă continuă, J valoarea curentului de injecție, ζ un zgomot alb Gaussian complex necorelat de medie nulă și coeficient de emisie spontană β .

Coeficientul de feedback, care reprezintă cantitatea de energie re-injectată în cavitatea interioară a diodei laser, este dat de ecuația

$$\gamma = \frac{1-R}{\tau_i \sqrt{R}} \sqrt{\rho} = \frac{\Gamma}{\tau_i} \quad (5.4)$$

unde R este reflectivitatea oglinzii de extracție a laserului, ρ este fracțiunea de putere de ieșire care este cuplată de cavitatea externă, iar $\tau_i = 2\eta l/c$ este timpul de zbor în cavitatea rezonantă interioară, cu η indicele de refracție a cavității laser, l lungimea cavității interioare și c viteza luminii.

Amplitudinea câmpului ce iese din cavitatea interioară laser (pe exteriorul oglinzii de extracție spre cavitatea externă) este dată de componenta de joasă frecvență E pentru care sunt scrise ecuațiile (5.1-5.3)

$$E(t)e^{-i\omega t} = |E(t)|e^{-i(\omega t + \Phi(t))}, \quad (5.5)$$

iar pentru calcularea puterii emise de sistemul laser se folosește formula:

$$P = \frac{hc\omega\alpha_m}{4\pi\mu} |E|^2, \quad (5.6)$$

unde h este constanta Planck, c viteza luminii in vid, α_m pierderea la oglinzi iar μ_g indicele de refracție (viteza de grup).

Simularea numerică a sistemelor LSCE

În cazul sistemului laser cu semiconductor cu cavitate extinsă, avem un model descriptiv matematic, care prezintă dinamica fizică monomodală a sistemului, anume prin sistemul de ecuații diferențiale cuplate (5.1-5.3), care împreună cu explicitările mărimilor (5.4-5.6) reprezintă o aproximare validă a comportării unui sistem real. Rezolvarea numerică a unei probleme fizice, așa cum este cazul sistemului LCSE, presupune câțiva pași esențiali. Primul ar fi dezvoltarea modului fenomenului fizic, apoi determinarea gradului de

corectitudine matematică a modelului (existența soluției, unicitatea soluției, dacă soluția corespunde fenomenului modelat). Acest lucru poate fi realizat prin analiza comparată a soluțiilor analitice de staționaritate ale ecuațiilor. Ultima etapă o reprezintă rezolvarea numerică a problemei, folosind un simulator al modelului fizic.

Analiza numerică a sistemelor haotice (sisteme neliniare în care sunt implicate anumite reguli iterative și de feedback), și sistemul LCSE este un sistem care are posibilitatea de a evolua pe o traiectorie haotică deterministă, este de obicei singura posibilitate de analiză complexă și completă. Din punct de vedere al modelării numerice, rezolvarea sistemului de ecuații neliniare cuplate caracteristic implică prin scara temporală la care se referă fenomenul ($\sim 10^{-12}$ s), cât și prin durata necesară de simulare (peste 10^9 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), am ales acest mediu de programare pentru realizarea simulărilor numerice.

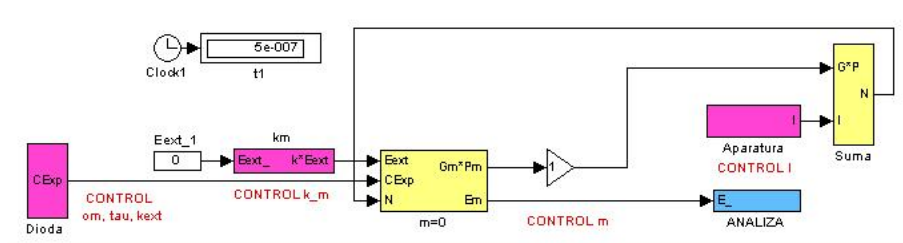


Figura 5.1. Imaginea modulelor generale pentru modelul numeric realizat în Simulink-Matlab

A fost realizat pentru început un program test, pentru un sistem simplu monomod, pornind de la ecuațiile (5.1-5.3), pentru a verifica comportamentele tipice ale sistemului, și pentru a putea mai apoi să fie cu ușurință modificat în scopul adaptării comportamentului modelului la diferitele tipuri de modelare pe care dorim să le analizăm. Imaginea modulelor generale este prezentată în Figura 5.1, iar scriptul complet în ANEXA 1.

Parametrii folosiți in simularea concretă sunt: $g = 1.5 \times 10^{-8} \text{ ps}^{-1}$ câștigul, $s = 5 \times 10^{-7}$ coeficientul de saturare a câștigului, $\alpha = 5$ factorul de mărire a lărgimii de banda, $\beta = 1.1 \times 10^{-9} \text{ ps}^{-1}$ rata emisiei spontane, $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ sarcina electronului, $\tau_n = 2 \text{ ns}$ timpul de viata al purtătoarei, $N_0 = 1.5 \times 10^8$ numărul purtătorilor la transparenta, $\gamma = 0.02 \text{ ps}^{-1}$ coeficientul de feedback, $\tau = 200 \text{ ps}$ timpul de parcurs in cavitatea externa, $\omega \approx 1.2 \times 10^3 \text{ rad/ps}$ frecventa unghiulara a sursei in unda continua, $I(\text{mA})$ valoarea curentului de injecție (curentul de prag $I_{th} \approx 14.8 \text{ mA}$). ξ zgomot alb Gaussian (emisia spontana), k factorul de cuplare (injecția câmpului in receptor), h constanta Planck, c viteza luminii in vid, $\alpha_m = 45 \text{ cm}^{-1}$ pierderea la oglinzi, $\mu_g = 4$ indicele de refracție (viteza de grup).

Î

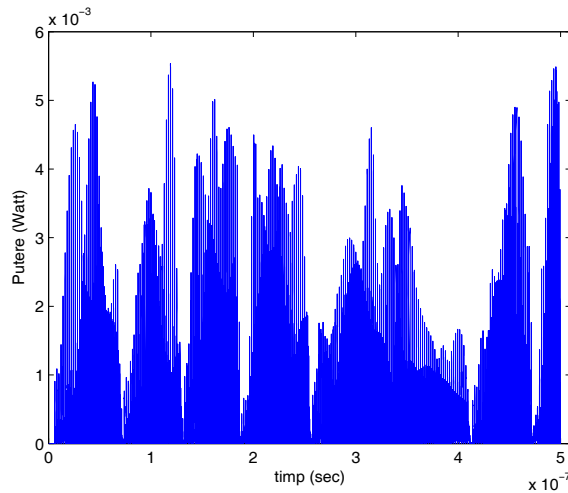


Figura 5.2. Seria temporală a puterii de emisie a sistemului LCSE, având parametrii detaliați în text

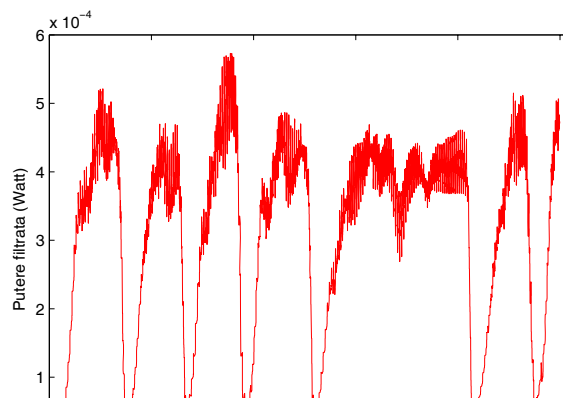


Figura 5.3. Seria temporală a puterii de emisie, filtrate optic, a sistemului LCSE, vezi Figura 5.2.

Pentru a rezolva numeric ecuațiile diferențiale de întârziere am folosit o pereche Runge-Kutta(2,3) de integrări Bogacki și Shampine, ca și o schema de interpolare Hermite. Neglijând feedback-ul optic ($\gamma=0$), se poate obține o soluție de stare stabilă la curent mai mare decât curentul de prag (în acest caz $I_{th} \approx 14.7mA$). În Figurile 5.2, 5.3 sunt prezentate seriile temporale ale soluțiilor numerice obținute pentru puterea câmpului electric emis de sistem, în ultima figură fiind prezentată seria temporală filtrată trece-jos la o frecvență apropiată de cea a unui detector optic uzual. Oscilațiile obținute sunt caracteristice pentru așa numitele „low frequency fluctuation” (LLF), stări dinamice ale sistemului LCSE obținute pentru curent de injecție în apropierea pragului de deschidere a emisiei 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 din literatura de specialitate [11, 12], ne permit să susținem că modelul numeric realizat este o aproximare validă a unor posibile comportări reale ale sistemelor echivalente.

Mărimi specifice analizei dinamicii fenomenelor pseudo-periodice haotice

Deoarece analiza rezultatelor numerice și compararea lor cu datele experimentale este esențială pentru determinarea gradului de corectitudine a modelului teoretic și numeric, avem nevoie de definirea unor mărimi sintetice care să permită o comparare rapidă și completă a celor două tipuri de date.

Sistemele neliniare, așa cum este cazul sistemelor LCSE, sunt dominante în realitatea fizică imediată, liniarizarea acestora este doar primul pas spre înțelegerea mecanismelor intime de manifestare a legităților fenomenelor. Există un mare număr de metode calitative și cantitative de analiza a comportării haotice a sistemelor dinamice. Printre aceste metode variate, cele mai utilizate sunt hărțile Poincaré pentru reprezentările temporale ale evoluției

sistemului („time delay embedding”), analiza spectrală și dimensiunea fractală [13]. O metodă consacrată în analiza semnalelor este aceea a transformatei Fourier. Spectrul de putere al unui semnal haotic (de obicei seria temporală a unei mărimi caracteristice a sistemului) se prezintă ca o bandă largă monotona, de relaxare, care reprezintă o semnătură tipică a haosului. O măsura importantă a structurii „spațiale” a traiectoriei în spațiul fazelor este dimensiunea sa fractală [14]. Dimensiunea este definită ca numărul de grade de libertate disponibile într-un spațiu pe direcții ortogonale. Dimensiunea topologică a unui spațiu reprezintă dimensiunea locală maximă, definită ca plus unu din dimensiunea minimă a unui obiect având capacitatea de a separa acel spațiu în două părți distincte. Obiectele supuse unei transformări punct cu punct (homeomorphism) trebuie să-și conserve în general dimensiunea. O caracteristică a traiectoriilor haotice, similară sistemelor fractale, este aceea că ele își depășesc dimensiunea generatoare.

Traectoria temporală a unui sistem în spațiul fazelor (transformată prin discretizare într-o serie temporală) definește vectorul de stare al sistemului. Proiecția acestui vector pe una din dimensiunile spațiului fazelor, reprezintă variația temporală a unei mărimi caracteristice $x(t)$. Harta Poincaré – „delay embedding map” sau harta înfășurării temporale - reprezintă traiectoria evoluției acestei mărimi prezentată într-un spațiu multidimensional ale cărui dimensiuni sunt date de seria întârzierilor temporale ale mărimii, adică $x(t)$, $x(t+T)$, $x(t+2T)$,... unde T reprezintă un interval de întârziere. Aceasta reprezentare este foarte utilă în punerea în evidență a alurii evoluției temporale a sistemelor dinamice multidimensionale.

Una dintre cele mai importante fundamente din spatele metodelor de procesare a semnalelor neliniare și haotice este teoria înfășurării temporale a lui Taken [15]. Teorema garantează că traiectoria unei mărimi caracteristice a sistemului într-un spațiu N -dimensional al întârzierilor și traiectoria în spațiul stărilor (fazelor) sistemului diferă numai printr-o transformare locală, lină, a coordonatelor, evident dacă N este ales suficient de mare. Cunoașterea completă a comportării sistemului este conținută astfel în seria temporală a oricărei mărimi caracteristice și o imagine (reprezentare) a traiectoriei în spațiul fazelor multidimensional poate fi construită numai din acea singură serie temporală. Numărul de pași de întârziere necesari este legat de numărul gradelor de libertate ale sistemului (numărul de mărimi independente ce caracterizează sistemul) și poate fi estimat din analiza statistică a variabilei unice de observare.

Ca o măsură a prezentei haosului în evoluția unui sistem se folosește așa numitul

exponent Lyapunov [16]. Evoluțiile temporale ale soluțiilor ecuațiilor dinamice de tip haotic (ca și cele de tip Lorenz) sunt foarte sensibile la condițiile inițiale. O modificare mică în condițiile inițiale produce pentru cele două traiectorii posibile o depărtare din ce în ce mai mult (exponențial) în timp. Dacă numai unul dintre exponenți este pozitiv criteriul de existența a haosului este satisfăcut.

Vom defini o serie de mărimi care vor fi folosite pe parcursul comparării datelor experimentale cu cele obținute prin simulare numerică. Pentru a analiza efectul sincronizării unor oscilatori haotici, cvasi-periodici, folosim două tipuri de transformări de fază. Una este faza câmpului complex.

$$\Phi(t) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(E(t))}{\text{Re}(E(t))}\right) \quad (5.7)$$

și cealaltă este faza Hilbert- Φ_H , definită pentru seria temporală a intensității luminii ca o funcție reală ce reiese din semnalul analitic corespunzător.

$$I_a(t) = I(t) + i \cdot HT[I(t)] = A(t) \exp(i\Phi_H(t)) \quad (5.8)$$

unde HT semnifică transformata Hilbert a lui $P(t)$.

$$HT[I(t)] = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(t')}{(t'-t)} dt \quad (5.9)$$

și aici P are semnificația de a scoate valoarea principală în afara integralei. Spațiul fazelor Hilbert descrie modificările la marginea câmpului și poate fi evaluată experimental seria temporală a intensitate de emisie, folosind transformata Fourier. Este de reținut că natura dinamică a spațiului fazelor complexe este diferită de cea a spațiului fazelor Hilbert. Considerăm construcția fazelor ca fiind nemărginită, ne-luând modulul lui 2π pentru a corecta unghiurile în radiani ale fazei, ci adăugând multiplu de $\pm 2\pi$ atunci când valorile absolute de între elementele consecutive sunt mai mari decât toleranța la salt de π .

Sincronizarea sistemelor haotice se bazează pe un fenomen similar 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. Sincronizarea este posibilă dacă avem o soluție a ecuațiilor directe ale celor două sisteme și o condiție pentru echivalența fazelor (complexă sau Hilbert),

$$\Phi(t - T_c) = \Phi'(t) \text{ și/sau } \Phi_H(t - T_c) = \Phi'_H(t) \quad (5.10)$$

aici apostroful semnifică variabilele sistemului „slave”, care primește semnalul de cuplaj. In experimentele reale egalitatea perfecta nu se poate obține datorita unei limite de erori, inerenta, a evoluției fazelor si este înlocuita de o conexiune puternică in evoluția fazelor. Putem folosi drept criteriu stabilitatea erorii de sincronizare defnita astfel:

$$\Delta\Phi(t) = \frac{|\Phi'(t) - \Phi(t - T_c)|}{\langle \Phi'(t) \rangle} \quad (5.11)$$

unde $\langle \Phi'(t) \rangle$ este media temporală a fazelor „slave”-ului.

Observăm în figurile 1 și 2 căderile ciclice ale intensității luminii emisiei de tip LFF ale sistemului LCSE, seria de emisie de tip spikes, care filtrată cu o frecvență de aproximativ $3 \cdot 10^8$ rad/s (similară celei detectate de un foto-detector) produce fenomenul de cădere la zero a puterii de emisie haotice a sistemului, LFF reprezentând modularea de joasă frecvență a spike-urilor. Pentru a analiza aceste căderi cvasi-periodice, putem defini faza acestora la momentul t ca

$$\Phi_L(t) = 2\pi \left(\frac{t - t_k}{t_{k+1} - t_k} + k \right), \quad (5.12)$$

unde t_k este momentul la care are loc căderea k . Pentru fiecare interval temporal, $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$, o frecvență “instantanee” $\Omega_L(k) = 2\pi / \Delta t_k$ având faza corespunzătoare

$$\Phi_L(t) = \Omega_L(k)(t - t_k) + 2\pi k. \quad (5.13)$$

Astfel faza laserului Φ_L este defnită pe axa reală ca o funcție monoton crescătoare având eventual pante diferite pe diferitele intervale temporale Δt_k . În limita timpilor lungi, o frecvență medie poate fi defnită ca

$$\langle \Omega_L \rangle \equiv \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{2\pi N}{t} = \frac{1}{N} \sum_k \Omega_L(k), \quad (5.14)$$

Și o fază corespunzătoare

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi_L(t) = \langle \Omega_L \rangle t. \quad (5.15)$$

Deoarece faza modulatorului este aleasă să crească linear în timp fiind determinată de frecvența staționară de modulație Ω_M :

$$\Phi_M(t) = \Omega_M t = \Omega_M (t - t_k) + 2\pi k. \quad (5.16)$$

unde t_k este momentul la care ciclul k este complet, și $2\pi / \Omega_M$ este perioada semnalului de modulație. Desigur că Ω_M este un parametru constant, pe când frecvența instantanee a

oscilațiilor LFF ale laserului $\Omega_L(k)$ se modifică în timp cu fiecare eveniment de cădere a puterii al zero. Putem considera că aceste fluctuații LFF sunt relativ stabile dacă intervalele de cădere la zero sunt aproape constante, sau că faza acestor căderi crește aproximativ liniar, eventual cu o diferență de pantă față de frecvența modulatorie, astfel încât diferența de fază între cele două este dată de

$$\Delta\Phi(t) = m\Phi_L(t) - n\Phi_M(t) < \varepsilon. \quad (5.17)$$

Această condiție este echivalentă cu o valoare constantă a raportului

$$r(t) = \frac{\Phi_M(t)}{\Phi_L(t)} \sim \frac{m}{n}. \quad (5.18)$$

Dacă acest raport este relativ constant obținem o cuplare de fază între acești oscilatori periodici. Avem o așa numită sincronizare de fază $m:n$ între oscilatori.

Un alt mod de a caracteriza gradul de sincronizare dintre doi oscilatori este dat de entropia Shannon. Entropia unei secvențe de evenimente este definită ca suma

$$S = -\sum_{i=1}^M p_i \log p_i, \quad (5.19)$$

unde $p_i = N_i/N$ reprezintă probabilitatea dedusă din histograma celor N evenimente distribuite în M posibilități. Pentru a o calcula în cazul nostru, trebuie să reprezentăm grafic histograma intervalelor de timp dintre căderile consecutive. N_i reprezintă intervalul de timp din fiecare interval de realizare i , și N numărul total de intervale considerate. Pentru a compara diferite tipuri de distribuții trebuie să definim un coeficient

$$\sigma = (S_{\max} - S) / S_{\max}, \quad (5.20)$$

Care poate fi calculat pentru o distribuție particulară pentru a caracteriza împrăștierea intervalelor de timp prezente în histogramă.

Coeficientul σ poate lua valori între “0”, când $S = S_{\max}$, valoarea maximă permisă de condițiile histogramei, $S_{\max} = \log(M)$ care corespunde la intervale de timp complet ne-corelate (stări de ne-sincronizare ale modulatorului cu laserul), și “1”, când $S = 0$, care indică gruparea tuturor intervalelor temporale într-un singur interval al histogramei. Creșterea coeficientului σ este semnalată atunci când crește nivelul de sincronizare dintre oscilatori. Astfel acești doi coeficienți, σ și r , pot caracteriza gradul de sincronizare dintre laser și modulator.

În ecuația (5.1) factorul de întârziere poate fi explicat ca

$$\gamma E_{t,r}(t - \tau) e^{i(\omega\tau + A \sin(\Omega_{PM}t))}, \quad (5.21)$$

aici factorul exponențial $\exp(iA \sin(\Omega_{PM}t))$ reprezintă întârzierea datorată modulării electro-optice introduse în cavitatea exterioară, vezi paragraful de mai jos. 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 $E_{t,r}(t - \tau - \Delta t_{PM}) \cong E_{t,r}(t - \tau)$. Dacă presupunem de asemenea că factorul de modulație al cavității externe este mult mai mic decât faza principală, $A \ll \omega\tau$, putem să descompunem termenul exponențial în termenii unei serii de funcții Bessel

$$\exp[iA \sin(\Omega_{PM}t)] = J_0(A) + i \sum_{k=0}^{\infty} 2J_{2k+1}(A) \sin[(2k+1)\Omega_{PM}t] + \sum_{k=1}^{\infty} 2J_{2k}(A) \cos[2k\Omega_{PM}t]. \quad (5.22)$$

Pentru $A \ll 1$ expresia capătă forma

$$\exp[iA \sin(\Omega_{PM}t)] \approx J_0(A) + iJ_1(A) \sin(\Omega_{PM}t),$$

modulația având doar o parte imaginară pe frecvența fundamentală. Pentru $A \approx 1$ expresia devine

$$\exp[iA \sin(\Omega_{PM}t)] \approx J_0(A) + iJ_1(A) \sin(\Omega_{PM}t) + J_2(A) \cos(2\Omega_{PM}t) + iJ_3(A) \cos(3\Omega_{PM}t),$$

modulația fiind realizată pe frecvența fundamentală și pe primele două armonice. Pentru $A \gg 1$ dinamica laserului este determinată de armonice din ce în ce mai mari ale frecvenței fundamentale.

Modelarea LCSE prin controlul curentului de injecție (CI)

Comportarea laserilor cu semiconductori, inclusiv cea haotică, este influențată de o serie întreagă de parametri intrinseci ai sistemului cum ar fi spectrul larg de amplificare (multe moduri excitate) și dependenta puternică a indicelui de refracție a mediului activ de densitatea de purtători și de temperatura. Din acest punct de vedere cea mai simplă modalitate de modulare a emisiei diodei laser cu cavitate extinsă este aceea a modulării curentului de injecție, care are influență atât directă prin variația numărului de purtători, cât și prin condițiile termice la care se ajunge prin utilizarea diferitelor regimuri de injecție a curentului.

Modularea curentului se răsfrânge în ecuațiile noastre dinamice la utilizarea explicită a funcție temporale din ecuația (5.2) .

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J(t)}{e} - \frac{1}{\tau_n} N(t) - G(t) |E(t)|^2, \quad (5.23)$$

$$J(t) = (1 + A) \sin(2\pi\Omega_I t)$$

unde A este gradul de modulare iar Ω_I este frecvența de modulare a curentului de injecție.

Din punct de vedere al colectării datelor experimentale, acestea trebuie să se refere la: stabilitatea asigurată de aparatura de laborator utilizată asupra controlului parametrilor de funcționare a diodelor laser, curentul de injecție și temperatura. Iar analizele care să fie asociate cu variația acestor parametri sunt: analiza spectrală a radiației emise de dioda laser; analiza modurilor active ale diodei laser și a stabilității lor temporale, precum și la condițiile și a modul în care are loc schimbul de energie între moduri atunci când sistemul se găsește într-o stare de neechilibru. Aceste informații sunt necesare pentru stabilirea condițiilor de funcționare optime ale diodelor laser folosite la modularea, cuplarea și transmiterea pe purtătoare haotică.

Modelarea LCSE prin controlul modulării parametrilor cavității extinse (PZ)

Un alt parametru important al sistemelor LCSE este dimensiunea cavității exterioare, care va da durata de zbor a fotonilor în exteriorul cavității diodei laser. Dinamica sistemelor de tip diodă laser cu cavitare extinsă este deosebit de variată și ca urmare a feedback-ului câmpului optic spre cavitarea interioară de rezonanță se obțin o serie întreagă de comportări specifice ale radiației optice emise de diodă în aceste condiții.

Când dimensiunea drumului optic al cavității rezonante exterioare este mai mică decât lungimea de coerență a radiației generate sistemul se comporta ca un laser ce are cavitare extinsă, pe când în cazul folosirii unor dimensiuni mai mari se manifestă o serie întreaga de manifestări (traectorii) haotice. 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 diodă tipică are o lărgime a liniei pentru un mod laser liber de aproximativ 50÷100 MHz, această lărgime se reduce semnificativ la mai puțin de 1 MHz folosind componente optice relativ uzuale în construcția cavității optice extinse.

De asemenea, utilizarea cavităților extinse a fost dovedită ca având proprietăți

importante în reducerea distorsiunilor emisie laser modulate sau în detecția micilor deplasări ale peretelui exterior de întoarcere a radiației. Un nivel ridicat al feedback-ului optic generează lărgirea liniei de emisie de până la 10 GHz. Efectul acestei dramatice lărgiri de linie de emisie este 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. În apropierea curentului de deschidere apar așa numitele fluctuații de joasă frecvență, despre care am mai discutat.

Modularea dimensiunii cavității exterioare se poate realiza în ecuațiile noastre prin utilizarea explicită a unei funcții de timp în explicitatea termenului de întârziere temporală a câmpului reinjectat în cavitatea interioară, ecuația (5.1).

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - \tau) \exp(i\omega\tau) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t), \quad (5.24)$$

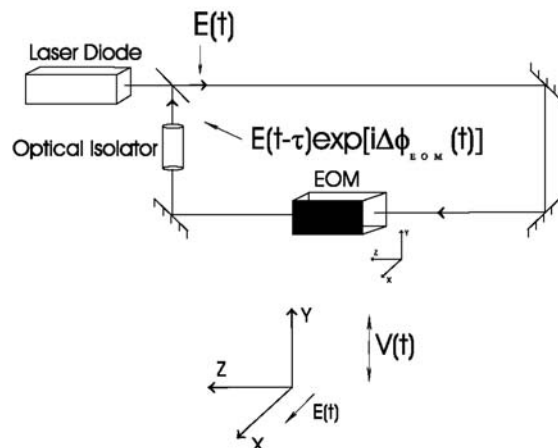
$$\tau(t) = (1 + A) \sin(2\pi\Omega_L t)$$

unde A este gradul de modulare iar Ω_L este frecvența de modulare a dimensiunii cavității exterioare. Dacă modularea dimensiunii cavității exterioare se reduce, sau se cuplează cu, modularea coeficientului de injecție, γ , și acesta poate fi explicat temporal: $\gamma(t) = (1 + A) \sin(2\pi\Omega_G t)$.

Din punct de vedere experimental modularea dimensiunii cavității exterioare se poate face relativ ușor prin cuplarea unui sistem piezo-electric, de deplasare controlată, la suportul oglinzii sau rețelei cu care acesta este realizată. Modularea coeficientului de feedback se poate face fie prin intermediul unui filtru cu cristale lichide, dar pentru frecvențe foarte joase de modulare, fie folosind un sistem electro-optic de control al amplitudinii câmpului reflectat.

Modelarea LCSE prin controlul modulării electro-optice (EO)

Dinamica unui montaj LCSE poate fi controlată, așa cum am văzut, în diferite moduri. O gamă largă de stări dinamice pot fi observate în cazul în care în cavitatea externă este plasat un modulator electrooptic. Printre aceste stări



dinamice putem enumera: mode-locking, modularea de frecventa, instabilități multimodale, LFF sau modularea de semnal mic mono-mod, depinzând de frecventa aplicata de modulator.

O modalitate de control electrooptic a dinamicii unui sistem monomod ECSL este folosirea unui modulator de fază. Modulatorul de faza adaugă o mică întârziere periodica la timpul total de zbor in cavitatea exterioara (τ). Izolatorul optic permite propagarea luminii într-o singură direcție, de la modulator la laser. Întârzierea suplimentară introdusă de modulator este:

$$\tau' = \frac{l'}{c}(n'-1), \quad (5.25)$$

unde l' este lungimea cavității modulatorului electro-optic, iar n' este indicele de refracție in acesta cavitate. Iar ecuația corespunzătoare caracterizand dinamica diodei laser devine:

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - (\tau + \tau')) e^{i\omega(\tau + \tau')} + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t) \quad (5.26)$$

Legătura dintre variația lui n' , introdusa de modulator, si tensiunea de comandă a sa (presupusa sinusoidala),

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi\Omega_{EO}t), \quad (5.27)$$

unde Ω_{EO} este frecventa de modulare electro-optica, poate fi găsită făcând legătura dintre tensiunea aplicata (unui cristal de LiNbO_3 care lucrează in efect electrooptic transversal - fără ansamblul polarizor-analizor, de exemplu) și variația indicelui de refracție in lungul direcției de propagare a luminii. Fie Γ factorul de proporționalitate dintre tensiunea aplicata si indicele de refracție echivalent:

$$n'(t) = \Gamma \cdot V(t), \quad (5.28)$$

atunci întârzierea τ' poate fi scrisa ca:

$$\tau'(t) = \Gamma_0 \sin(2\pi\Omega_{EO}t) - \tau'_0. \quad (5.29)$$

Daca întârzierea suplimentara introdusa de modulatorul electro-optic este mult mai mica decât timpul de zbor in cavitatea exterioara, atunci (si numai in acest caz) putem aproxima, pentru anvelopa de variație “lenta” a câmpului complex,

$$E(t - (\tau + \tau')) \approx E(t - \tau), \quad (5.30)$$

modificările rămânând doar in termenul fazei (fapt datorat frecventei unghiulare optice foarte mari),

$$\gamma E(t - (\tau + \tau')) e^{i\omega(\tau + \tau')} \rightarrow \gamma E(t - \tau) e^{i\omega(\tau)} e^{i\Phi(t)}, \text{ unde } \Phi(t) = \omega_0 \Gamma_0 \sin(2\pi\Omega_{EO}t) - \Phi_0 \quad (5.31)$$

modularea fiind in acest caz o modulare de faza “pură”.

Modelarea LCSE prin cuplajul cu un alt sistem LCSE

Vom numi „master” sistemul LCSE care va injecta radiație optică în sistemul „slave”, acesta din urmă modificându-și starea dinamică, perimul sistem, „masterul” nefiind perturbat de această injecție de energie. Pentru a putea cupla două astfel de sisteme trebuie să injectăm o parte din puterea emisă de master în cavitatea extinsă a slave-ului. Cuplarea ar trebui făcută unidirecțional folosind un izolator optic Faraday, și atenuatori variabili pentru controlul coeficientului de cuplaj.

Pentru un astfel de cuplaj ecuația (1.1) se modifică în sensul apariției unui termen suplimentar în partea dreaptă, $\gamma_M E_M(t)$, care caracterizează gradul de cuplaj și forma temporală a semnalului „master” injectat.

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 - i\alpha) \left(G(t) - \frac{1}{\tau_p} \right) \frac{E(t)}{2} + \gamma E(t - \tau) \exp(i\omega\tau) + \gamma_M E_M(t) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t), \quad (5.32)$$

Sistemele haotice astfel cuplate permit transmiterea unei informații pe purtătoare haotică folosind o schemă de mascare [10]. Mesajul $M(t)$, reprezentând de altfel chiar el o modulare a semnalului „master”, având o amplitudine foarte mică în raport cu „zgomotul” purtătoarei haotice (1%), este practic indecelabil.

$$|E_{\text{mod}}| = A |E_{\text{Master}}| (1 + M(t)) \quad (5.33)$$

Procesul de decodificare se bazează pe fenomenul de sincronizare a traiectoriei haotice a slavu-ului E_{Slave} pe traiectoria haotică a masterului (deci pe seria temporală a masterului înainte de a fi codificat E_{Master}) și nu pe semnalul injectat E'_{mod} . Acest fapt, deosebit de important și semnificativ pentru evoluția sistemelor haotice (căderea în bazinele de atracție ale unor traiectorii haotice definite), permite decodificarea semnalului util:

$$D(t) = \sqrt{\frac{|E'_{\text{mod}}|^2}{|E_{\text{Slave}}|^2}} - 1 \quad (5.34)$$

Gradul de similaritate dintre semnalul de codare și semnalul decodificat este o măsură gradului de rezonanță (cuplaj) dintre traiectoriile haotice ale celor două sisteme haotice.