

U N I V E R S I T A T E A B U C U R E Ş T I

PROCESE DE CONVERSIE
SUPERIOARĂ ÎN SOLIDE DOPATE
CU IONI DE PĂMÂNTURI RARE

– TEZĂ DE DOCTORAT –

Conducător Ştiinţific:
DR. GEORGESCU VASILE-ŞERBAN

Doctorand:
TOMA OCTAVIAN

BUCUREŞTI
2007

Cuprins

1	Introducere	3
1.1	Metode de caracterizare a conversiei superioare	4
1.2	Emisia laser pompată prin conversie superioară	8
2	Metode de caracterizare a proceselor de conversie superioară	15
2.1	Analiza spectrelor de excitație pompatate prin conversie superioară	15
2.1.1	Experiment	16
2.1.2	Model matematic	16
2.1.3	Rezultate	19
2.2	Studiul suprapunerii spectrelor ionilor donori și acceptori	25
2.3	Analiza curbelor de dezexcitare luminescentă	28
2.3.1	Experiment	29
2.3.2	Model matematic	29
2.3.3	Rezultate	31
2.3.4	Sensibilitatea metodei	32
2.3.5	Factori perturbatori	33
3	Laseri cu Er³⁺ pompați prin conversie superioară	39
3.1	Tranziția ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	39
3.2	Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	40
3.2.1	Er:YAG	41
3.2.2	Er:YAlO ₃	42
3.2.3	Er:YLiF ₄	43
3.2.4	Er:BaY ₂ F ₈	52
3.2.5	Er:KYF ₄	52
3.2.6	Er:LiLuF ₄	52
3.2.7	Fibre dopate cu erbiu	54
3.3	Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	56
3.4	Tranziția ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	57
3.5	Tranziția ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	58
3.6	Tranziția ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	60
3.7	Concluzii	61
4	Modelarea emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ a Er³⁺	63

4.1	Model matematic	63
4.2	Metoda de lucru	66
4.3	Soluții staționare	66
4.3.1	Pompaj direct	66
4.3.2	Pompaj prin conversie superioară în jurul a 795 nm	67
4.3.3	Pompaj prin conversie superioară în jurul a 810 nm	68
4.3.4	Pompaj prin conversie superioară în jurul a 970 nm	70
4.4	Er:YLiF ₄	71
4.4.1	Valorile parametrilor spectroscopici ai Er:YLF	71
4.4.2	Rezultate	76
4.5	Er:YAG	80
4.5.1	Adaptarea modelului matematic	81
4.5.2	Parametrii spectroscopici ai Er:YAG	83
4.5.3	Rezultate	84
4.6	Concluzii	88
5	Concluzii	91
	Bibliografie	93

Capitolul 1

Introducere

Fenomenul de conversie superioară constă în emisia de radiație de către un sistem cuantic în urma unei tranziții având ca nivel inițial un nivel de energie mai mare decât energia fotonului de pompaj. Lungimea de undă de emisie nu este în mod necesar mai mică decât cea de pompaj, dar cazurile în care acest lucru se întâmplă sunt cele mai interesante din punct de vedere al aplicațiilor lor.

Acest fenomen are numeroase aplicații în tehnică: astfel, laserii pompați prin procese de conversie superioară cu emisie în vizibil pot fi surse compacte de lumină vizibilă coerentă, cu aplicații atât în scrierea memoriilor optice, cât și în medicină și tehnica de afișaj. De asemenea, fosforii pompați prin conversie superioară oferă posibilitatea realizării unor dispozitive de afișaj fără tuburi vidate sau tensiuni înalte. Conversia frecvenței radiației de pompaj în radiație de lungime de undă mai mică poate fi utilă și pentru detecția radiației în infraroșu, folosind un așa-numit “numărător cuantic”. Pe lângă aceste aplicații directe, fenomenele de conversie superioară joacă un rol important în mecanismul de emisie al unor laseri cu solid: Nd:YAG, Er:YAG cu emisie la $3 \mu\text{m}$ sau în jur de $1,55 \mu\text{m}$, fibre laser dopate cu erbiu cu emisie la $1,55 \mu\text{m}$, astfel că înțelegerea fenomenelor de conversie superioară face posibilă îmbunătățirea acestor sisteme.

O posibilă clasificare a proceselor de conversie superioară este cea propusă de Auzel [1]:

- Absorbții succesive de fotoni de către un singur sistem cuantic;
- Transferuri succesive de energie în cadrul unor perechi de sisteme cuantice;
- Procese cooperative, care constă în transferul simultan al energiei de la mai multe sisteme cuantice la un singur sistem; aceste procese sunt mult mai puțin eficiente decât celelalte categorii enumerate, deoarece au loc ca tranziții între nivele de energie virtuale.
- Mecanisme de avalanșă de fotoni. Aceste mecanisme sunt de fapt compuse din procese de transfer de energie de tip relaxare încrucișată și absorbții din stări excitate, acestea din urmă fiind responsabile pentru conversia superioară.

Studiul fenomenelor de conversie superioară are o istorie lungă: printre primele rezultate importante obținute în acest domeniu este lucrarea lui Förster din 1949 [2] privind procesele de transfer de energie, iar primul laser pompat prin conversie superioară a fost realizat în 1971 de către Johnson și Guggenheim [3]. Totuși, dezvoltarea tehnologică din această perioadă de timp a dus la necesitatea pe de o parte a înțelegerii mecanismelor ce stau la baza proceselor de conversie superioară, pe de alta a caracterizării acestor fenomene în tot mai multe materiale.

Această lucrare își propune prezentarea unor rezultate privind procesele de conversie superioară în cristale dopate cu ioni Er^{3+} precum și un studiu teoretic al emisiei laser pompate prin conversie superioară în aceste cristale.

Capitolul întâi cuprinde prezentarea pe scurt a unor rezultate obținute până în prezent în studiul proceselor de conversie superioară și al emisiei laser pompate prin conversie superioară.

În capitolul doi, vor fi prezentate câteva metode de caracterizare a proceselor de conversie superioară, atât a celor de absorbție în mai mulți pași, cât și a celor bazate pe transfer de energie. Rezultatele prezentate în acest capitol vor fi utilizate în capitolul patru pentru investigarea proprietăților de emisie laser a unor cristale dopate cu erbiu.

Capitolul trei cuprinde rezultatele obținute până acum în domeniul laserilor pompați prin conversie superioară în medii dopate cu Er^{3+} .

Capitolul patru prezintă un studiu al emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ în Er^{3+} în cristalele de YLiF_4 și YAG. Metoda de studiu este bazată pe folosirea ecuațiilor de rată pentru simularea emisiei laser în aceste cristale. Rezultatele obținute sunt discutate și comparate.

1.1 Metode de caracterizare a conversiei superioare

Pentru îmbunătățirea performanțelor unor sisteme caracterizate de prezența unor rezonanțe energetice între diverse tranziții, este necesară cunoașterea proceselor de conversie superioară ce contribuie la popularea nivelelor de energie și caracterizarea acestor procese prin parametri accesibili experimental. Printre metodele cel mai frecvent folosite în acest scop sunt următoarele:

- Studiul spectrului de excitație pompat prin conversie superioară.
- Analiza curbelor de dezexcitare luminescentă.
- Cronospectroscopie.
- Studiul dependenței intensității luminescenței de intensitatea pompajului.
- Determinarea microparametrilor de transfer de energie folosind spectrele de emisie și absorbție ale ionilor participanți.

Studiul spectrului de excitație pompat prin conversie superioară

Pentru materialele dopate cu concentrații mici de ioni de pământuri rare, unde ratele proceselor de transfer de energie sunt neglijabile, această metodă poate contribui

la determinarea lanțului de procese de absorbție ce duc la popularea nivelului emițător al fluorescenței. Așa cum s-a arătat [4], spectrul de excitație al unui nivel populat prin absorbții succesive poate fi aproximat ca un produs al spectrelor absorbțiilor respective, astfel că spectrul de excitație conține detalii caracteristice spectrelor absorbțiilor succesive care duc la popularea nivelului. Aceste detalii pot ajuta la identificarea respectivelor procese de absorbție.

În al doilea capitol va fi prezentat un studiu al spectrului de excitație al nivelului ${}^4S_{3/2}$, pompat prin conversie superioară în jurul lungimii de undă de 800 nm și monitorizat în vizibil (561 nm), pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. În urma acestui studiu au fost determinate secvențele de procese de absorbție ce contribuie la popularea nivelului ${}^4S_{3/2}$ pentru diverse domenii de pompaj.

Analiza curbelor de dezexcitare luminescentă

Metoda folosită cel mai frecvent pentru studiul proceselor de transfer de energie este analiza curbelor de dezexcitare luminescentă a donozilor. Această metodă permite atât determinarea proceselor de transfer de energie ce participă la popularea nivelului emițător de luminescență, cât și caracterizarea acestor procese prin determinarea parametrilor lor microscopici și macroscopici.

Metoda constă în înregistrarea dependenței de timp a luminescenței emise de un nivel de energie al donozului după excitarea acestuia cu un puls de pompaj (cel mai frecvent pulsul folosit este fie unul de durată foarte scurtă în comparație cu timpii de viață ai nivelelor ionilor implicați, fie unul de durată mult mai lungă decât aceștia, în timpul pulsului populațiile atingând starea staționară). Interpretarea acestei curbe se face folosind un model matematic al proceselor ce influențează populația nivelului respectiv, model ce permite calculul parametrilor caracteristici proceselor de transfer de energie prin fitarea curbei de dezexcitare.

Această metodă a fost folosită pentru a caracteriza procesele de conversie superioară și de relaxare încrucișată ce au loc în diverse cristale dopate cu ioni de pământuri rare; astfel, s-au putut determina parametrii macroscopici ai proceselor de transfer de energie $({}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2}) \rightarrow ({}^4I_{9/2}, {}^4I_{13/2})$ [5, 6, 7], $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2})$ [8], $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$ [9] și $({}^2P_{3/2}, {}^4I_{15/2}) \rightarrow ({}^2H_{11/2}, {}^4I_{9/2})$ [10] în Er^{3+} , ca și microparametrii proceselor de transfer de energie $({}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2}) \rightarrow ({}^4I_{9/2}, {}^4I_{13/2})$ în Er^{3+} [7, 11, 12] și $({}^4F_{3/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{13/2})$ în Nd^{3+} [13, 14]. Interesul față de aceste procese este justificat de rolul lor în funcționarea laserilor cu Er^{3+} în vecinătatea lungimii de undă de 3 μm și a celor cu Nd^{3+} cu emisie la 1,064 μm . Analiza curbelor de dezexcitare combinată cu studiul dependenței parametrilor de concentrație și temperatură a permis și evidențierea prezenței unor procese de transfer de energie cooperativ între trei ioni [7].

Importanța omogenității pompajului pentru determinarea experimentală a parametrilor macroscopici de transfer de energie a fost subliniată în lucrarea [8]. Influența neomogenității pompajului asupra preciziei metodei a fost discutată pe un caz mai simplu, cel al Nd^{3+} , în prezența unui singur proces de transfer de energie [15].

În capitolul al doilea vor fi prezentate rezultatele obținute cu această metodă

la determinarea raportului parametrilor macroscopici ai proceselor de transfer de energie de pe nivelele ${}^4I_{13/2}$ și ${}^4I_{11/2}$ ale Er^{3+} în YAG [16]. Va fi prezentată de asemenea și o analiză a sensibilității metodei precum și o evaluare a erorilor date de diverse tipuri de neomogenitate a intensității fasciculului de pompaj.

Cronospectroscopia

Cronospectroscopia se bazează pe analiza luminescenței donatorilor în pompaj modulată în intensitate.

Studiul răspunsului sistemului la semnalul constituit de pompaj permite determinarea parametrilor spectroscopici ai sistemului. Pompajul modulată în intensitate produce o fluorescență conținând armonici ale frecvenței de modulare, defazate față de pompaj. Defazațiile depind de timpii de viață ai nivelelor de energie ale sistemului precum și de ratele altor procese ce au loc în mediul investigat [17]. Acești parametri spectroscopici pot fi deci determinați măsurând defazajul dintre fluorescența emisă și pompaj; folosind un model bazat pe ecuații de rată se pot obține valorile unor parametri spectroscopici ai sistemului [18, 19]. Un avantaj important al acestei metode este faptul că permite separarea semnalelor de aceeași lungime de undă ce provin de pe nivele inițiale diferite, cu timpi de viață diferiți [17, 20, 18].

Tehnica pompajului modulată în intensitate a fost folosită încă din 1973 pentru a pune în evidență efectele fenomenelor de transfer de energie: Engstrom și Mollenauer [17] au folosit această tehnică pentru a separa liniile spectrale provenind de la perechi de ioni de Cr^{3+} , folosind faptul că aceste linii provin de pe nivele de energie cu timpi de viață diferiți de cei ai altor nivele ale unor ioni izolați. Mai târziu, Davies et al. [21], folosind un model bazat pe ecuații de rată, au descris cantitativ dependența intensității și fazei fluorescenței de parametrii spectroscopici și de frecvența de modulație a pompajului într-un sistem de trei nivele în care au loc fenomene de conversie superioară. Metoda dezvoltată de ei se bazează pe prezența în ecuațiile de rată a unor termeni neliniari în populațiile nivelelor de energie, care duc la apariția în semnalul de fluorescență a unor armonici (teoretic, un număr infinit de armonici) ale frecvenței de modulație a pompajului. Separarea componentelor Fourier ale semnalului de fluorescență obținut și măsurarea a diverși parametri caracteristici acestora (faze, amplitudini și combinații ale acestora) permite compararea efectelor diverselor mecanisme de conversie superioară asupra fluorescenței.

Mai nou, o abordare similară a fost propusă de Toncelli et al. [22] pentru studiul mecanismelor de populare a nivelului ${}^4S_{3/2}$ în $\text{Er}(30\%):\text{LiYF}_4$, $\text{Er}(0,5\%):\text{YAG}$ și $\text{Er}(0,2\%):\text{CaSGG}$, pentru pompaj în nivelul ${}^4I_{9/2}$. Au putut fi determinate mecanismele dominante ce contribuie la popularea nivelului ${}^4S_{3/2}$: absorbție din starea excitată ${}^4I_{11/2}$ în cazul $\text{Er}:\text{YLF}$ și absorbție din starea excitată ${}^4I_{13/2}$ pentru celelalte două cristale; rezultatele au fost în concordanță cu cele obținute prin alte metode.

Același colectiv [23] a adaptat mai târziu metoda pentru a putea determina parametrul macroscopic al procesului de conversie superioară (${}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}$) \rightarrow (${}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2}$) în $\text{Er}:\text{YLF}$ (concentrații 30% și 8,5%) și $\text{Er}:\text{BYF}$ (concentrație 20%).

Dependența intensității luminescenței de intensitatea pompajului

Studiul dependenței intensității luminescenței de intensitatea pompajului este o metodă calitativă larg folosită pentru evidențierea și identificarea proceselor de conversie superioară. Această metodă se bazează pe presupunerea că ordinul n al procesului de conversie superioară, adică numărul n de fotoni necesar pentru a excita starea emițătoare, este indicat de panta intensității în funcție de puterea de pompaj în reprezentare dublu logaritmică.

De fapt, panta acestei dependențe nu poate rămâne constantă pentru orice putere de pompaj; ea scade cu creșterea puterii de pompaj, printr-un efect de saturație. Acest efect poate produce confuzii la estimarea numărului de fotoni ce participă într-un proces de conversie superioară. În lucrarea [24], Pollnau et al. au studiat efectul saturării intensității luminescenței asupra acestei metode. Folosind un model simplu, cu $n + 1$ nivele de energie echidistante, pompat în primul nivel excitat, ei au arătat că panta intensității luminescenței pompate prin conversie superioară prin n procese succesive de absorbție, în reprezentare dublu logaritmică funcție de puterea de pompaj, poate varia între n și 1 pentru nivelul superior și poate avea valori subunitare pentru nivelele intermediare.

Studiul suprapunerii spectrelor de emisie și absorbție ale ionilor implicați în transferul de energie

Determinarea microparametrilor de transfer de energie folosind spectrele de emisie și absorbție ale ionilor participanți se bazează pe expresiile propuse de Dexter [25] pentru acești parametri. Metoda a fost folosită în referința [26] pentru a determina rata de transfer de energie între ioni de Ho^{3+} în cristalul $\text{Ho}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_3$, folosind spectre determinate experimental. S-au făcut calcule asemănătoare și pentru transferul de energie între ioni de Nd^{3+} și între ioni de Nd^{3+} și ioni de Yb^{3+} [27, 28]. Folosirea acestei metode este restrânsă la procese de transfer de energie compuse din tranziții de absorbție și emisie ale căror spectre pot fi determinate experimental. Există situații în care măsurarea unuia sau a ambelor spectre ale tranzițiilor implicate implică erori de măsură considerabile sau este practic imposibilă (de exemplu, spectre de absorbție din stări excitate foarte slab populate). În aceste cazuri, se caută soluții pentru aproximarea integralelor de suprapunere folosind spectre simulate numeric [29].

O caracterizare a importanței diverselor procese de transfer de energie în granați dopați cu Er^{3+} a fost făcută de Spangler et al. [30]. Estimarea lor pentru “eficiența” proceselor de transfer de energie se baza pe numărul de rezonanțe dintre subnivelele Stark ale nivelelor de energie care participă la procesul respectiv. Considerând lățimi ale liniilor spectrale de 10 cm^{-1} , au fost luate în considerare rezonanțele dintre subnivele ce se înscriu în toleranța $\pm 10 \text{ cm}^{-1}$.

În capitolul al doilea, voi prezenta un studiu al microparametrilor proceselor de transfer de energie ce au loc în $\text{Er}:\text{YAG}$; estimarea valorilor acestor microparametri a fost realizată folosind integralele de suprapunere între spectrele de emisie și absorbție ale ionilor de Er^{3+} . Metoda folosită permite obținerea unor rezultate mai exacte decât cea din referința [30], luând în calcul forma liniilor spec-

trale.

1.2 Emisia laser pompată prin conversie superioară

Majoritatea ionilor de pământuri rare sunt sisteme atractive pentru pompaj prin conversie superioară, datorită rezonanțelor care există între diversele lor tranziții. Ionii care au dat rezultatele cele mai bune ca ioni activi laser pompați prin conversie superioară sunt Pr^{3+} , Nd^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} și Tm^{3+} . Pentru sensibilizarea unora dintre acești ioni (Pr^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} și Tm^{3+}) s-a folosit ionul de Yb^{3+} , care nu prezintă procese de conversie superioară el însuși, dar are linii largi și intense pentru pompaj și poate transfera energia sa ionului activ laser. Cele mai bune performanțe au fost obținute folosind materiale gazdă cu fononi de energie mică (halogenuri, sticle de tip fluorozirconat), în care nivelul laser superior are un timp de viață lung, facilitând obținerea inversiei de populație. Cum rata de emisie multifonică între două nivele de energie scade cu creșterea diferenței dintre energiile nivelelor, nivelele laser cele mai favorizate din acest punct de vedere sunt 1G_4 și 3F_4 ale Tm^{3+} și 3P_0 al Pr^{3+} , de pe care s-au și obținut cele mai bune performanțe la emisia laser pompată prin conversie superioară (vezi [31], figurile 1 și 5). Conform aceleiași clasificări prezentată în figura 5 din Referința [31], cel mai defavorizat nivel inițial laser din acest punct de vedere este $^4D_{3/2}$ al Nd^{3+} .

Fibrele laser dopate cu ioni de pământuri rare sunt medii atractive pentru emisia laser pompată prin conversie superioară; ele oferă posibilitatea folosirii unui mediu laser de lungime mare, cu radiația de pompaj menținută focalizată strâns (diametrul miezului fibrei fiind de ordinul micronilor) pe toată lungimea mediului. În plus, fibrele pot fi dopate cu o concentrație mică de ioni activi, scăzând rata proceselor de transfer de energie fără a scădea absorbția pompașului. În fibrele laser din sticlă, liniile de absorbție și emisie ale ionilor activi sunt largi, îmbunătățind astfel absorbția și oferind posibilitatea acordării lungimii de undă de emisie în intervale ce pot ajunge chiar la 10 nm. Cele mai utilizate fibre pentru acest tip de laseri sunt fibrele din sticlă de tip fluorozirconat – ZBLAN (având în compoziție ZrF_4 , BaF_2 , LaF_3 , AlF_3 și NaF), datorită spectrului fononic mai îngust la această sticlă (cu fononi de energie mai mică) decât la sticlele silicatiche.

Pr^{3+}

Ionul Pr^{3+} oferă o multitudine de tranziții laser în albastru, verde și roșu, de pe nivelele 3P_0 și 3P_1 .

Unul dintre primele rezultate privind emisia laser pompată prin conversie superioară a fost raportat de Koch et al. [32]. Folosind un cristal $\text{Pr}(7\% \text{ molar})\text{:LaCl}_3$ pompat prin avalanșă la 677 nm (laser cu colorant de putere până la 1 W), s-a obținut emisie laser la 644 nm pe tranziția $^3P_0 \rightarrow ^3F_2$ la temperaturi între 80 K și 210 K. Procesul de relaxare încrucișată responsabil de mecanismul de avalanșă nu a fost identificat. S-au obținut 230 mW la 644 nm pentru o putere de pompaj de 900 mW, la temperatura de 80 K. Recent [33, 34], s-au obținut 55 mW putere emisă pe tranziția $^3P_0 \rightarrow ^3H_6$ (607,5 nm) la temperatura camerei, folosind o putere de pompaj de 1,7 W (laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ la 841 nm), în mediul activ $\text{Pr}(1,25 \text{ at.}\%)\text{:Yb}(6$

at. %):BaY₂F₈. În aceeași lucrare a fost raportată și obținerea emisiei la 638,7 nm (tranziția ${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$), în aceleași condiții obținându-se 26 mW putere emisă pentru o putere de pompaj mai mare de 1,45 W la 822 nm. Mecanismul de pompaj a fost identificat ca fiind unul de avalanșă, bazat pe relaxare încrucișată și transfer de energie de la Yb³⁺ la Pr³⁺.

Cele mai bune rezultate au fost obținute în fibre laser de tip ZBLAN și ZBLANP (cu plumb în compoziție). Au fost studiate diverse metode de pompaj: fie prin absorbție de către Pr³⁺, fie prin transfer de energie de la diverși ioni sensibilizatori (Yb³⁺ sau Nd³⁺). În 1993, Piehler et al. [35] au raportat obținerea emisiei laser în undă continuă la temperatura camerei într-o fibră dopată cu Pr și Yb folosind pompajul cu două diode laser la 833 nm și la 985 sau 1016 nm. S-a obținut emisie laser la 635 nm (tranziția ${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$) și la 521 nm (tranziția ${}^3P_1 \rightarrow {}^3H_5$). La 635 nm s-au obținut 6 mW pentru puteri de pompaj de 112 mW (833 nm) și 80 mW (1016 nm). Puterea obținută la 521 nm a fost de 0,7 mW pentru puteri de pompaj de 136 mW la 833 nm și 80 mW la 1016 nm. Tot în fibre codopate cu Yb³⁺ s-a obținut emisie laser pe tranzițiile ${}^3P_1 \rightarrow {}^3H_5$ (520 nm) și ${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$ (490 nm) [36], folosind pentru pompaj un laser cu semiconductori cu emisie la 856 nm. S-au obținut 0,7 mW putere emisă la 520 nm pentru o putere de pompaj de 90 mW și 0,7 mW la 490 nm pentru o putere de pompaj de 140 mW. O altă lucrare [37] raportează emisie laser pe tranziția ${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$ (635 nm) într-o fibră de Pr:Yb:ZBLAN. Pentru o putere de pompaj de 3,37 W (laser cu Ti:Al₂O₃ cu emisie la 850 nm), s-a obținut o putere emisă de 675 mW. Pompajul simultan cu doi laseri cu Ti:Al₂O₃ a dus la obținerea unei puteri emise de 1,02 W pentru o putere de pompaj de 5,51 W. Mecanismul de pompaj a fost unul de avalanșă. Pentru îmbunătățirea cuplajului radiației de pompaj în fibra laser, s-a folosit o fibră cu două învelișuri, radiația laser emisă propagându-se prin miezul fibrei, iar cea de pompaj prin învelișul următor, de diametru mai mare.

Un alt ion sensibilizator folosit pentru pompajul Pr³⁺ a fost cel de Nd³⁺ [38]. Folosind o fibră laser Nd:Pr:ZBLANP, s-a obținut emisie laser la 488 nm (${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$), 635 nm (${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$) și 717 nm (${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_4$). Pompajul a fost realizat cu un laser cu Ti:Al₂O₃ cu emisie la 796 nm; mecanismul de pompaj consta în excitarea nivelului ${}^2D_{5/2}$ al Nd³⁺ prin două absorbții succesive, urmată de transferul de energie de pe nivelele ${}^4G_{9/2}$ și ${}^4G_{11/2}$ ale Nd³⁺ (populate prin procese multifononice) pe nivelele 3P_0 , 3P_1 și 1I_6 ale Pr³⁺.

În fibre laser dopate doar cu Pr³⁺, s-a obținut emisie laser la 491 nm (${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$) folosind pompajul cu doi laseri cu Ti:Al₂O₃ simultan, la 1017 nm și 835 nm [39]. Puterea emisă a fost de 22 mW pentru o putere de pompaj de 42 mW la 835 nm și 250 mW la 1017 nm. Un alt rezultat a fost raportat de către Pask et al. [40]: fibre din ZBLAN dopate cu Pr³⁺ pompate folosind un laser fibră cu Yb³⁺, cu emisie simultană la 840 nm și la 1020 nm, au permis obținerea a 55 mW putere emisă la 635 nm (tranziția ${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$), 18 mW la 520 nm (tranziția ${}^3P_1 \rightarrow {}^3H_5$) și 7 mW la 491 nm (tranziția ${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$).

Nd³⁺

Emisia laser pompată prin conversie superioară într-un mediu dopat cu Nd³⁺ s-a obținut pentru prima dată în 1988: folosind un cristal de Nd(1 at.%):LaF₃, Macfarlane et al. [41] au obținut emisie pe tranziția ${}^4D_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (380 nm), la temperaturi sub 90 K (cu un optimum la 20 K). Au fost investigate două mecanisme de pompaj: (i) pompaj simultan cu doi laseri cu colorant la lungimile de undă de 788 nm și 591 nm și (ii) pompaj cu un singur laser cu colorant la 578 nm. În timp ce primul mecanism este rezonant cu două absorbții ale ionului Nd³⁺ (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ și ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4D_{3/2}$), cel de-al doilea mecanism se bazează pe un fenomen de avalanșă [42]: absorbția din stare excitată se face pe o tranziție nerezonantă cu lungimea de undă de pompaj (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{5/2}$), doar absorbția din stare excitată (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4D_{3/2}$) fiind rezonantă cu aceasta; popularea nivelului intermediar ${}^4F_{3/2}$ se face prin procesul de relaxare încrucișată (${}^2P_{3/2}, {}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}, {}^4F_{3/2}$). Cu un rezonator monolitic, sferic, și pompaj la două lungimi de undă, s-a obținut o putere de emisie de 12 mW la 20 K, care scădea însă la doar 4 mW la 77 K. Pentru pompaj la 578 nm, maximul puterii emise la 20 K a fost de aproximativ 3,5 mW.

Emisia pompată prin conversie superioară într-un mediu dopat cu Nd³⁺ la temperatura camerei a fost raportată în referința [31]. Mediul folosit a fost o fibră laser (Nd(1000 ppm):ZBLAN), obținându-se astfel emisie pe tranzițiile ${}^4D_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (381 nm) și ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (412 nm), pompată prin conversie superioară la 590 nm. Puterile de emisie obținute au fost de 74 μW la 381 nm și 0,5 mW la 412 nm.

Ho³⁺

Emisia laser pompată prin conversie superioară într-un mediu dopat cu Ho³⁺ a fost obținută odată cu cea în medii dopate cu Er³⁺, de către Johnson și Guggenheim, în prima lucrare ce raportează emisia laser pompată prin conversie superioară [3]. Mediul folosit a fost un cristal BaY_{1.4}Yb_{0.59}Ho_{0.01}F₈. Pompajul a fost realizat cu o lampă flash, folosind un filtru lichid cu transmisie doar la lungimi de undă mai mari de 610 nm pentru a se asigura că lungimea de undă de pompaj este mai mare decât cea de emisie. Mecanismul de pompaj consta din absorbția radiației de pompaj de către ionul Yb³⁺, urmată de două procese de transfer de energie către ionul de holmiu. Emisia s-a obținut la lungimea de undă de 551,5 nm, pe tranziția (${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$). Mediul a fost răcit la temperatura de 77 K, pentru a depopula subnivelul Stark cel mai de sus al nivelului fundamental, care joacă rolul de nivel laser inferior.

Utilizarea fibrelor laser dopate cu Ho³⁺ [43] a dus la o îmbunătățire a performanțelor emisie laser. Folosind o fibră din ZBLAN de lungime 1 m, dopată cu 0,12% Ho³⁺, s-a obținut emisie laser pe aceeași tranziție, cu lungimea de undă acordabilă între 540 și 553 nm. Puterea maximă emisă în undă continuă a fost de 10 mW pentru o putere incidentă de pompaj de 300 mW (pompaj cu laser cu krypton la 647 nm). Pentru obținerea acestor rezultate nu a fost necesară răcirea fibrei.

Rezultate mai recente au fost raportate în lucrarea [44]. Fibre de Ho:ZBLAN de diverse diametre și lungimi, dopate cu 0,1 procente de masă Ho³⁺, au fost pom-

pate folosind un laser cu colorant și (separat) o diodă laser InGaAlP, ambele cu emisie la 645 nm. Emisia laser s-a obținut pe tranziția (${}^5S_2, {}^5F_4$) \rightarrow 5I_8 , la lungime de undă acordabilă între 544 și 549 nm. Pentru pompajul cu laser cu colorant, s-a obținut o putere maximă de 40 mW pentru 400 mW putere de pompaj. La pompajul cu diodă laser, s-au obținut aproximativ 1,3 mW la 10 mW putere de pompaj. Există mecanisme de reabsorbție a radiației laser emise, atât de pe nivelul fundamental, cât și de pe nivelul excitat 5I_7 și de pe nivelul laser inițial. S-a observat un regim de emisie autopulsat, precum și oscilația în opoziție de fază a intensității tranzițiilor cu emisie la 544 nm față de cea a tranzițiilor de la 549 nm, pusă pe seama concurenței acestor tranziții pentru populația nivelului (${}^5S_2, {}^5F_4$).

Er³⁺

Cea mai studiată tranziție a ionului Er³⁺ este ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, cu emisie în verde, în jur de 550 nm. Emisia pe această tranziție este influențată puternic nu doar de procesele multifonice care scurtează timpul de viață al nivelului ${}^4S_{3/2}$, ci și de procesul de relaxare încrucișată (${}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2}$) \rightarrow (${}^4I_{9/2}, {}^4I_{13/2}$) care depopulează acest nivel. De aceea, majoritatea rezultatelor pe această tranziție s-au obținut la concentrații mici de Er³⁺ (1 – 5 at.%), unde procesul de relaxare încrucișată are probabilitate mică; cele mai bune rezultate s-au obținut folosind cristale gazdă cu fononi de energie mică, care asigură un timp de viață suficient de lung nivelului ${}^4S_{3/2}$ chiar la concentrații peste 1%. Un alt factor negativ ce influențează emisia laser pe această tranziție este reabsorbția radiației laser de către ionii Er³⁺ excitați pe nivelul ${}^4I_{13/2}$; acest proces crește pragul de emisie și poate cauza emisie autopulsată sau autosaturată.

Alte tranziții laser ale acestui ion studiate în literatură sunt:

- ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$;
- ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$;
- ${}^2H_{29/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$;
- ${}^2H_{29/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$;
- ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$.

Rezultatele raportate în literatură privind emisia laser pe diverse tranziții în solide dopate cu ioni Er³⁺ sunt prezentate în capitolul al treilea. Capitolul al patrulea prezintă o modelare a emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ în solide dopate cu erbiu. Este analizată influența mecanismului de pompaj și a parametrilor de control flux de pompaj și pierderi asupra regimului de emisie al laserului. Modelul, bazat pe ecuații de rată, este particularizat pentru două cristale dopate cu erbiu, Er:YAG (cu fononi de energie mare) și Er:YLiF₄ (fononi de energie mică).

Tm³⁺

Ionul Tm³⁺ prezintă mai multe nivele de energie ce pot fi folosite ca nivel inițial pentru emisie laser: ${}^3F_4, {}^1G_4, {}^1D_2, {}^1I_6$. Cele mai interesante tranziții din punct de

vedere al aplicațiilor sunt cele cu emisie în albastru și verde-albastru: $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$ (~ 450 nm) și $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ (~ 481 nm). Tranziția $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$ este o tranziție autosaturată, datorită faptului că timpul de viață al nivelului laser final 3F_4 este mult mai lung decât cel al nivelului laser inițial 1D_2 (13 ms, respectiv $49 \mu\text{s}$ în YLiF_4 [45]).

În medii cristaline s-a obținut emisie laser în Tm:YLiF_4 [45,46], Tm:YAG [47] și $\text{Tm:BaY}_2\text{F}_8$ [48].

Referința [45] raportează emisie laser pe tranziția $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$ (450 nm) în $\text{Tm}(1 \text{ at.}\%):\text{YLiF}_4$ la temperatura de 75 K, pompată în pulsuri cu doi laseri cu colorant (la 781 nm și 649 nm). Datorită duratei mici a pulsurilor de pompaj (10 ns), pragul de emisie laser a fost apropiat de cel de distrugere a cristalului, performanțele obținute fiind slabe ($180 \mu\text{J}$ la 450 nm pentru 13,5 mJ putere de pompaj). Hebert et al. [46] au obținut emisie laser pe aceeași tranziție la temperaturi sub 70 K, folosind pentru pompaj un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (784,5 nm) și unul cu colorant (648 nm). Rezultatele au fost superioare celor din referința [45] (10 mW la 450 nm pentru 540 mW putere de pompaj, la temperatura de 15 K); deși pompajul a fost în undă continuă, emisia obținută a fost pulsată. Pe tranziția $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ (483 nm) s-au obținut 30 mW putere emisă pentru o putere de pompaj de 500 mW, la 26 K. La lungimea de undă de pompaj de 628,6 nm, ca și la cea de 647,9 nm (pompaj cu un singur laser) mecanismul responsabil de popularea nivelului laser inițial este unul de avalanșă, nici una din aceste lungimi de undă nefiind rezonantă cu absorbția din starea fundamentală.

Într-un cristal $\text{Tm}(3 \text{ at.}\%):\text{YAG}$, s-a obținut emisie pe tranziția $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ (486,2 nm), la temperaturi mai mici de 30 K [47]. Pompajul s-a făcut folosind doi laseri, unul cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (785 nm) și unul cu colorant (638 nm), mecanismul de pompaj fiind unul de avalanșă. S-a obținut emisie laser în regim de autopulsare, de putere medie $\sim 70 \mu\text{W}$ la 12 K, pentru o putere de pompaj de 190 mW.

Cristalul $\text{Yb:Tm:BaY}_2\text{F}_8$ a permis punerea în evidență a mai multor tranziții laser, la temperatura camerei [48]. Pentru pompaj a fost utilizat un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ care excită, la lungimea de undă de 960 nm, ionul Yb^{3+} , care apoi transferă energie ionului Tm^{3+} prin două sau trei procese succesive. Dintre tranzițiile pe care s-a obținut emisie laser, cele mai joase valori pentru pragul de emisie la temperatura camerei s-au obținut pentru tranzițiile $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$ (456 nm), $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ (482 nm) și $^1G_4 \rightarrow ^3H_4$ (649 nm).

Rezultatele cele mai bune la temperatura camerei s-au obținut folosind fibre laser din ZBLAN dopate cu Tm. Referința [49] raportează emisie laser pe tranziția $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$ (455 nm) la temperatura camerei, în fibre $\text{Tm}(1000 \text{ ppm}):\text{ZBLAN}$ de lungimi 1,5 m și 3,5 m, pompate cu un laser cu colorant cu emisie la 645 nm și unul cu Nd:YAG cu emisie la 1064 nm. Laserul cu Nd:YAG a fost folosit pentru a depopula nivelul laser final 3F_4 prin absorbție de pe acest nivel. S-au obținut 3 mW putere emisă pentru 600 mW putere de pompaj la 645 nm și 230 mW putere de pompaj la 1064 nm, în fibra de lungime mai mică. Pentru pompaj la o lungime de undă puțin diferită – 649 nm – se obține emisie laser autopulsată. O modelare a fenomenelor ce au loc în acest laser [50] a arătat că pompajul la 1064 nm poate avea și efecte nefavorabile emisiei laser din cauza a trei procese de absorbție ce au loc la această lungime de undă: unul care depopulează nivelul fundamental și populează

nivelul laser final, unul care depopulează nivelul intermediar de pompaj 3H_4 și unul care depopulează nivelul inițial laser 1D_2 . Obținerea unei puteri de emisie în fibra mai scurtă este explicată prin creșterea pierderilor prin reabsorbție de pe nivelul fundamental cu creșterea lungimii fibrei.

Sanders et al. [51] au obținut emisie laser pe tranziția $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ (482 nm) într-o fibră Tm(1000 ppm):ZBLAN pompată cu diode laser la 1130 nm. Rezultatele cele mai bune au fost obținute la pompaj cu două diode laser cuplate: puterea de ieșire de 106 mW pentru 890 mW putere de pompaj. Această tranziție în Tm:ZBLAN și-a găsit și o aplicație în microscopie, permițând obținerea unei surse de lumină de dimensiuni de ordinul zecilor de microni (o microsferă de Tm:ZBLAN pompată cu un laser cu Nd:YAG la 1064 nm) [52].

O problemă a fibrelor laser Tm:ZBLAN este apariția unor defecte (centri de culoare) cu timp de viață scurt la propagarea simultană în fibră a radiației în albastru și în infraroșul apropiat [53]. S-a arătat că acest fenomen are o influență semnificativă asupra performanțelor fibrelor laser cu Tm:ZBLAN [54].

Capitolul 2

Metode de caracterizare a proceselor de conversie superioară

Determinarea naturii unui proces de conversie superioară ce contribuie la popularea unui anumit nivel de energie al unui ion presupune corelarea rezultatelor unor metode experimentale bine adaptate situației cu un model matematic. Măsurarea precisă a unor parametri ce caracterizează procesele de conversie superioară (fie secțiuni eficace ale absorbțiilor din stări excitate, fie parametri microscopici sau macroscopici ce caracterizează transferul de energie) este o problemă complexă care necesită pentru rezolvare nu doar măsurători experimentale, ci și folosirea unui model matematic pentru a calcula populațiile nivelelor implicate în procesele de conversie superioară. În acest capitol voi prezenta trei metode de caracterizare a proceselor de conversie superioară:

- Analiza spectrelor de excitație pompate prin conversie superioară;
- Estimarea parametrilor microscopici ai transferului de energie folosind spectrele de absorbție și fluorescență;
- Analiza curbelor de dezexcitare luminescentă.

Vor fi prezentate de asemenea rezultatele experimentale obținute folosind aceste metode.

2.1 Analiza spectrelor de excitație pompate prin conversie superioară

La concentrații mici de ioni de pământuri rare în mediul gazdă, procesele de conversie superioară care domină sunt cele bazate pe absorbții succesive (absorbție din starea fundamentală urmată de una sau mai multe absorbții din stări excitate). În acest caz se pot obține informații despre procesele ce participă la conversia superioară prin examinarea spectrelor de emisie și excitație de pe nivelul populat prin conversie superioară.

Această metodă a fost folosită cu succes pentru a determina procesele de absorbție ce duc la popularea nivelului $^4S_{3/2}$ al $\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$ [4]. Acest nivel este

important deoarece el dă emisia laser în verde a Er^{3+} . Procesele de conversie superioară prin absorbții succesive au fost studiate pe probe de Er:YAG de concentrație atomică 0,1%.

2.1.1 Experiment

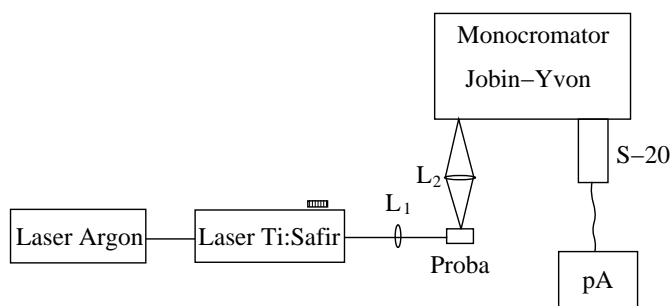


Figura 2.1. Schema experimentală folosită pentru înregistrarea spectrului de excitație al tranziției ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ pompate prin conversie superioară. L_1 , L_2 – lentile pentru focalizarea fascicului de pompaj, respectiv pentru culegerea luminescenței; pA – picoampermetru.

Măsurătorile au fost făcute la temperatura camerei; pentru înregistrarea spectrului de excitație, pompajul optic al probei a fost făcut cu un laser cu Ti:safir COHERENT Model 890, iar lanțul de măsură a fost compus dintr-un monocromator Jobin-Yvon HRS2, un fotomultiplicator S-20 și un picoampermetru. Domeniul de pompaj, $11600\text{--}12900\text{ cm}^{-1}$, corespunde tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Schema experimentală folosită pentru înregistrarea spectrului de excitație este prezentată în Fig. 2.1. Pentru spectrul de absorbție din starea fundamentală ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ și pentru cele de fluorescență ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ și ${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ s-a folosit un montaj format dintr-un monocromator Zeiss dublu GDM1000, un fotomultiplicator S-20 în configurație “photon-counting” și un analizor Turbo MCS (EG&G) conectat la un PC; montajul este prezentat în Fig. 2.2. Fluorescența a fost excitată folosind armonica a doua a unui laser cu Nd:YAG Quanta Ray DCR2, iar pentru măsurătorile de absorbție s-a folosit o lampă cu incandescență tungsten-halogen.

2.1.2 Model matematic

Figura 2.3 prezintă schema de nivele a Er:YAG, cu procesele de absorbție care pot duce, pentru acest domeniu spectral de pompaj, la popularea celor trei nivele menționate mai sus. Se poate observa ușor că nivelul ${}^4S_{3/2}$ poate fi populat prin mecanisme de conversie superioară în doi pași (două absorbții succesive: $[0] + [a]/[b]/[c]$). Am considerat că o tranziție ce ridică energia ionului deasupra nivelului ${}^4S_{3/2}$ populează acest nivel datorită tranzițiilor multifononice care în YAG sunt foarte probabile și practic conectează nivelele de energie consecutive. Cu această

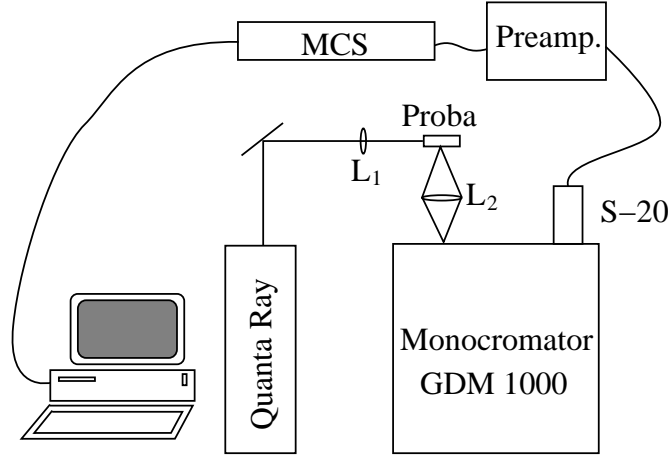


Figura 2.2. Montajul experimental folosit pentru trasarea spectrelor de fluorescență ale Er:YAG. Quanta Ray – laser cu Nd:YAG dublat în frecvență, Preamp – preamplificator, MCS – EG&G Multi Chanel Scaler; L_1 , L_2 – lentile pentru focalizarea fascicului de pompaj, respectiv pentru culegerea fluorescenței.

presupunere, sistemul de ecuații de rată ce descrie cinetica populațiilor nivelelor Er:YAG poate fi scris simplificat ca:

$$\begin{aligned}
 -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - \sigma_b N_1 \phi &= 0 \\
 -\frac{N_2}{T_2} + \frac{N_3}{T_3} - \sigma_c N_2 \phi &= 0 \\
 -\frac{N_3}{T_3} + \frac{N_4}{T_4} - \sigma_a N_3 \phi &= -\sigma_0 N_0 \phi \\
 -\frac{N_4}{T_4} + \frac{N_5}{T_5} &= 0 \\
 -\frac{N_5}{T_5} + \sigma_a N_3 \phi + \sigma_b N_1 \phi + \sigma_c N_2 \phi &= 0
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

unde N_i reprezintă populațiile celor opt nivele numerotate în Fig. 2.3, T_i reprezintă timpii lor de viață, iar ϕ este fluxul de fotoni de pompaj. Mărimile σ_α ($\alpha = 0, a, b, c, d, e$) desemnează secțiunile eficace ale proceselor de absorbție reprezentate în Fig. 2.3.

Soluția sistemului este dată de

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \sigma_0 T_1 N_0 \phi \\
 N_2 &= \sigma_0 T_2 N_0 \phi + \sigma_0 \sigma_b T_1 T_2 N_0 \phi^2 \\
 N_3 &= \sigma_0 T_3 N_0 \phi + \sigma_0 T_3 (\sigma_b T_1 + \sigma_c T_2) N_0 \phi^2 + \sigma_0 \sigma_b \sigma_c T_1 T_2 T_3 N_0 \phi^3 \\
 N_4 &= \sigma_0 T_4 (\sigma_a T_3 + \sigma_b T_1 + \sigma_c T_2) N_0 \phi^2
 \end{aligned}$$

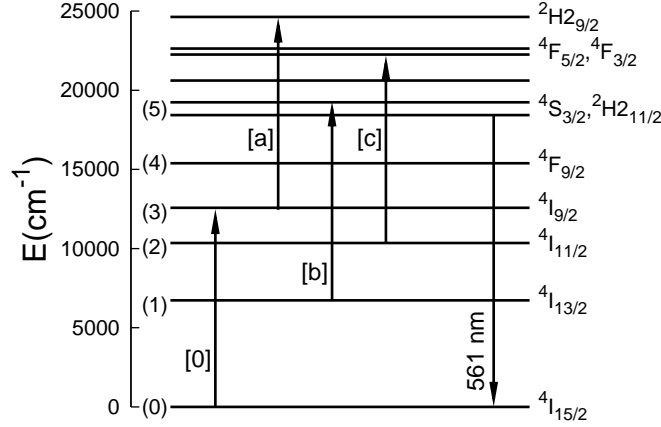


Figura 2.3. Schema nivelelor de energie ale Er:YAG cu procesele de absorbție ce au fost luate în considerare pentru a explica excitarea nivelelor termalizate (${}^4S_{3/2}, {}^2H_{211/2}$). [0] – absorbția din starea fundamentală ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$; [a] – absorbția din stare excitată ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H_{29/2}$; [b] – ${}^4I_{13/2} \rightarrow ({}^4S_{3/2}, {}^2H_{211/2})$; [c] – ${}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4F_{5/2}, {}^4F_{3/2})$.

$$\begin{aligned}
& +\sigma_0 T_4 (\sigma_a \sigma_b T_1 T_3 + \sigma_a \sigma_c T_2 T_3 + \sigma_b \sigma_c T_1 T_2) N_0 \phi^3 \\
& +\sigma_0 \sigma_a \sigma_b \sigma_c T_1 T_2 T_3 T_4 N_0 \phi^4 \\
N_5 = & \sigma_0 T_5 (\sigma_a T_3 + \sigma_b T_1 + \sigma_c T_2) N_0 \phi^2 \\
& +\sigma_0 T_5 (\sigma_a \sigma_b T_1 T_3 + \sigma_a \sigma_c T_2 T_3 + \sigma_b \sigma_c T_1 T_2) N_0 \phi^3 \\
& +\sigma_0 \sigma_a \sigma_b \sigma_c T_1 T_2 T_3 T_5 N_0 \phi^4
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Diverșii termeni din ecuațiile (2.2) reprezintă diversele mecanisme de populare a nivelului respectiv. De exemplu, pentru nivelul ${}^4I_{9/2}$ (nivelul 3), mecanisme de populare pot fi absorbția [0] din stare fundamentală (termenul $\sigma_0 T_3 N_0 \phi$) ca și secvența [0] + tranziții multifononice ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ + [b] + tranziții multifononice (${}^2H_{211/2}, {}^4S_{3/2}$) $\rightarrow {}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (termenul $\sigma_0 \sigma_b T_1 T_3 \phi^2$) etc. De obicei, pentru intensități de pompaj joase sau moderate, doar contribuția termenului de grad cel mai mic ar trebui reținută în fiecare din expresiile populațiilor; cu această aproximație, soluția (2.2) devine:

$$\begin{aligned}
N_2 & \simeq \sigma_0 T_2 N_0 \phi \\
N_3 & \simeq \sigma_0 T_3 N_0 \phi \\
N_4 & \simeq \sigma_0 T_4 (\sigma_a T_3 + \sigma_b T_1 + \sigma_c T_2) N_0 \phi^2 \\
N_5 & \simeq \sigma_0 T_5 (\sigma_a T_3 + \sigma_b T_1 + \sigma_c T_2) N_0 \phi^2
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Intensitatea fluorescenței în spectrele de excitație este proporțională cu populația nivelului emițător. Astfel, un spectru de excitație poate fi considerat o sumă ai cărei

termeni sunt produse de spectre de absorbție ponderate cu produse de timpi de viață. Astfel, pentru spectrul de excitație al nivelului ${}^4S_{3/2}$ există trei contribuții: $\sigma_0(E)\sigma_a(E)$, $\sigma_0(E)\sigma_b(E)$ și $\sigma_0(E)\sigma_c(E)$; importanța acestor trei contribuții se schimbă cu lungimea de undă de pompaj.

2.1.3 Rezultate

Spectrul de absorbție al tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ a fost măsurat în intervalul $11600 - 12900 \text{ cm}^{-1}$. Spectrele de absorbție din stări excitate pentru tranzițiile ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ au fost obținute din spectrele de fluorescență ale tranzițiilor inverse folosind relația de reciprocitate [55, 56]. Celelalte spectre de absorbție din stare excitată au fost simulate folosind metoda dezvoltată în lucrarea [57].

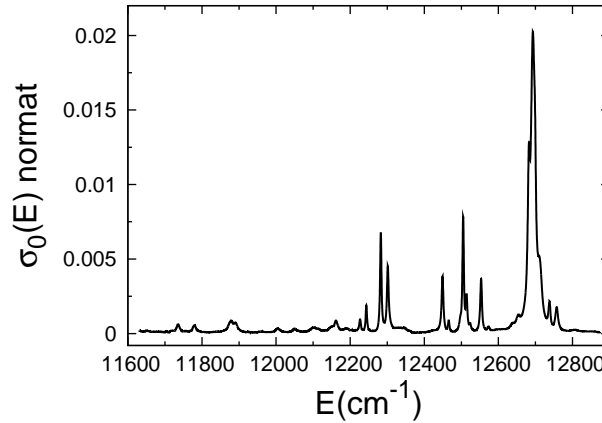


Figura 2.4. Spectrul de absorbție al tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Spectrul a fost normalizat la arie 1.

Spectrul tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ este reprezentat în Fig. 2.4. Pentru a determina contribuția fiecărui proces de absorbție din stare excitată la popularea lui ${}^4S_{3/2}$, am construit spectrul de excitație folosind relația:

$$I_5(E) \sim [\sigma_0(E)\sigma_a(E)T_3 + \sigma_0(E)\sigma_b(E)T_1 + \sigma_0(E)\sigma_c(E)T_2]\phi^2(E) \quad (2.4)$$

În ecuația (2.4) au fost reținuți doar termenii în $\phi^2(E)$. Acești termeni sunt asociați cu absorbțiile din stări excitate de energie nu mai mare ca a nivelului pompat ${}^4I_{9/2}$. Prezența timpilor de viață T_1 , T_2 și T_3 în expresie reflectă faptul că populațiile nivelurilor în regim staționar sunt practic proporționale cu timpii lor de viață.

Există trei metode principale de a determina spectre de absorbție din stări excitate:

- Măsurarea directă a acestor spectre. Pentru Er:YAG, s-au putut măsura doar

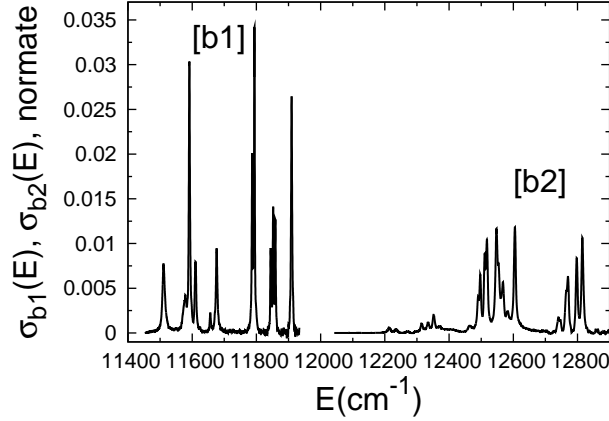


Figura 2.5. Spectrul tranzițiilor ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ [b1] și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ [b2], determinate folosind relația de reciprocitate. Spectrele au fost normate la arie 1.

spectrele tranzițiilor ce au un nivel inițial cu timp de viață lung (${}^4I_{13/2}$ și, parțial, ${}^4I_{11/2}$).

- Măsurarea spectrului de fluorescență al tranziției inverse și folosirea relației de reciprocitate [56]. Această metodă poate fi aplicată cu succes doar absorbțiilor ce au un nivel final cu timp de viață suficient de lung pentru ca spectrul de fluorescență reciproc să fie destul de intens pentru a asigura precizia dorită a calculului spectrului de absorbție. Metoda a fost aplicată cu succes pentru spectrele tranzițiilor ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ (Fig. 2.5). Rezultatele obținute sunt în acord cu cele prezentate în literatură [58, 59], dar spectrele au o rezoluție mai bună.
- Simularea spectrului ca o suprapunere de linii cu profil Lorentz, luând în considerare și distribuția Boltzmann a populațiilor subnivelelor fiecărui nivel. Această metodă a fost aplicată aici pentru determinarea spectrului tranzițiilor [a] și [c], care au loc între nivele de energie cu timpi scurți de viață, deci slab populate.

Toate spectrele de absorbție din stări excitate obținute prin ultimele două metode sunt în unități arbitrare. Pentru calibrarea unor astfel de spectre, LeBoulangier et al. [58] au folosit cu succes formalismul Judd-Ofelt [60, 61], arătând că același set de parametri Judd-Ofelt pot fi folosiți pentru a descrie atât spectrele de absorbție din starea fundamentală, cât și pe cele de absorbție din stări excitate. Formalismul Judd-Ofelt a fost folosit și aici pentru a calibra spectrele de absorbție din stări excitate.

Luând în calcul doar tranzițiile de dipol electric, secțiunea eficace de absorbție

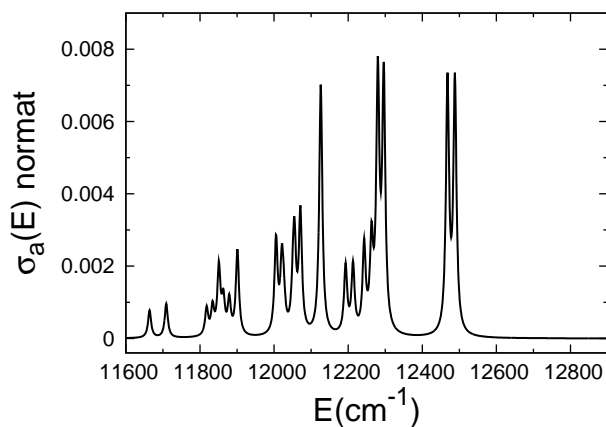


Figura 2.6. Spectrul tranziției ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$, simulat ca suprapunere de linii cu profil Lorentz, de lărgime 5 cm^{-1} . Spectrul a fost normalat la arie 1.

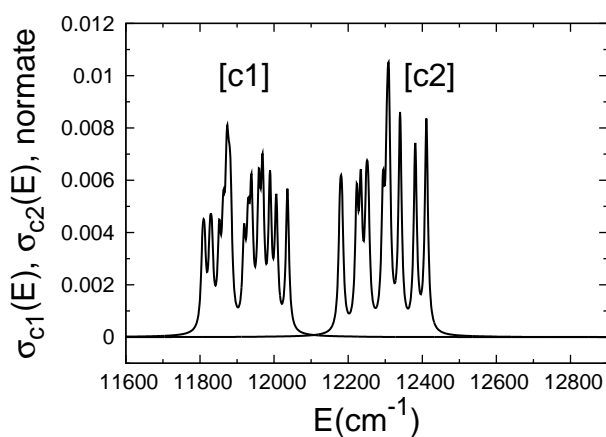


Figura 2.7. Spectrul tranzițiilor ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ [c1] și ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ [c2], simulat ca suprapunere de linii cu profil Lorentz, de lărgime 5 cm^{-1} . Spectrele au fost normalate la arie 1.

este dată de:

$$\sigma_{\alpha}(E) \approx \frac{4\pi\tilde{E}}{3c\hbar(2J_i + 1)} \left[\frac{(n^2 + 2)^2}{9n} e^2 \right]$$

$$\times \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left| \left\langle [\psi S L] J \left\| U^{(k)} \right\| [\psi' S' L'] J' \right\rangle \right|^2 \Upsilon(E) \quad (2.5)$$

unde \tilde{E} este energia medie pe spectrul de absorbție, $2J_i + 1$ este multiplicitatea nivelului inițial al tranziției, iar factorul $(n^2 + 2)^2 / 9n$ reprezintă corecția de câmp cristalin, cu n indicele de refracție al mediului gazdă [62]. Suma din interiorul parantezelor pătrate reprezintă tăria liniei de dipol electric exprimată conform modelului Judd-Ofelt, folosind parametrii Ω_k și pătratele elementelor reduse de matrice ale operatorilor $U^{(k)}$ în cuplaj intermediar. Valorile elementelor de matrice sunt date în Tabelul 2.1. Factorul $\Upsilon(E)$ reprezintă funcția de formă a spectrului, de integrală 1; în cele ce urmează, această funcție este fie spectrul de absorbție din stare excitată obținut prin inversarea unui spectru de fluorescență și normat la arie unitate (cazul lui $\sigma_b(E)$), fie spectrul obținut din simulări, normat la arie unitate (pentru $\sigma_a(E)$, $\sigma_c(E)$).

Tabelul 2.1. Elementele reduse de matrice ale operatorilor unitari $U^{(k)}$ implicați în absorbții din stări excitate, calculați în cuplaj intermediar [4].

Tranziție	Notăție	$ \langle \ U^{(2)}\ \rangle ^2$	$ \langle \ U^{(4)}\ \rangle ^2$	$ \langle \ U^{(6)}\ \rangle ^2$
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H2_{9/2}$	[a]	0,00087	0,01105	0,00510
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	[b1]	0	0	0,34563
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H2_{11/2}$	[b2]	0,02243	0,05893	0,05761
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$	[c1]	0	0,09727	0,00230
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$	[c2]	0	0,09222	0,48694

Procesele [b] și [c] sunt compuse din câte două tranziții separate: ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ (notat cu [b1]) și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H2_{11/2}$ ([b2]) pentru procesul [b], respectiv ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ ([c1]) și ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ ([c2]) pentru procesul [c]. Folosind ecuația (2.5), ecuația (2.4) devine:

$$I_5(E) \approx \left[\frac{4\pi\tilde{E}e^2(n^2+2)^2}{3c\hbar 9n} \right]^2 \frac{S_0^{ed}}{2J_0+1} \phi^2(E) \times \left[\frac{S_a^{ed}\Upsilon_0(E)\Upsilon_a(E)}{2J_a+1} T_3 + \frac{S_{b1}^{ed}\Upsilon_0(E)\Upsilon_{b1}(E)}{2J_b+1} T_1 + \frac{S_{b2}^{ed}\Upsilon_0(E)\Upsilon(E)}{2J_b+1} T_1 + \frac{S_{c1}^{ed}\Upsilon_0(E)\Upsilon_{c1}(E)}{2J_c+1} T_2 + \frac{S_{c2}^{ed}\Upsilon_0(E)\Upsilon_{c2}(E)}{2J_c+1} T_2 \right] \quad (2.6)$$

În această ecuație am considerat aceeași corecție de câmp cristalin și aceeași energie medie \tilde{E} pentru toate spectrele de absorbție. Notăția S_0^{ed} desemnează tăria de linie de dipol electric pentru absorbția din starea fundamentală, iar $S_a^{ed} - S_{c2}^{ed}$ reprezintă tăriile de linie de dipol electric pentru absorbțiile din stări excitate. Deoarece intensitatea spectrului de excitație obținut experimental este în unități arbitrare, putem extrage în ecuația (2.6) un factor comun

$$\left[\frac{4\pi\tilde{E}e^2}{3c\hbar} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \right]^2 \frac{S_0^{ed}}{2J_0 + 1} \frac{S_{b1}^{ed}}{2J_b + 1} \quad (2.7)$$

Introducerea lui S_{b1}^{ed} în factorul comun a fost făcută pentru a profita de expresia sa simplă: $S_{b1}^{ed} = 0,34563\Omega_6$. Scriind intensitatea spectrului de excitație ca

$$I_5(E) = \left[\frac{4\pi\tilde{E}e^2}{3c\hbar} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \right]^2 \frac{S_0^{ed}}{2J_0 + 1} \frac{S_{b1}^{ed}}{2J_b + 1} F_5(E) \phi^2(E) \quad (2.8)$$

se obține

$$\begin{aligned} F_5(E) &= \frac{2J_b + 1}{2J_a + 1} \frac{S_a^{ed}}{S_{b1}^{ed}} \frac{T_3}{T_1} \Upsilon_0(E) \Upsilon_a(E) \\ &+ \Upsilon_0(E) \Upsilon_{b1}(E) + \frac{S_{b2}^{ed}}{S_{b1}^{ed}} \Upsilon_0(E) \Upsilon_{b2}(E) \\ &+ \frac{2J_b + 1}{2J_c + 1} \frac{S_{c1}^{ed}}{S_{b1}^{ed}} \frac{T_2}{T_1} \Upsilon_0(E) \Upsilon_{c1}(E) + \frac{2J_b + 1}{2J_c + 1} \frac{S_{c2}^{ed}}{S_{b1}^{ed}} \frac{T_2}{T_1} \Upsilon_0(E) \Upsilon_{c2}(E) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Am calculat tăriile liniilor folosind modelul Judd-Ofelt și am introdus notațiile adimensionale $x = \Omega_2/\Omega_6$, $y = \Omega_4/\Omega_6$. Valorile lui x și y au fost obținute din parametrii Judd-Ofelt din referința [58]: $x = 0,71$, $y = 1,25$. Expresia (2.9) devine:

$$\begin{aligned} F_5(E) &\sim 7,43 \times 10^{-7} \Upsilon_0(E) \Upsilon_a(E) \\ &+ \Upsilon_0(E) \Upsilon_{b1}(E) + 0,459 \Upsilon_0(E) \Upsilon_{b2}(E) \\ &+ 6,75 \times 10^{-3} \Upsilon_0(E) \Upsilon_{c1}(E) + 3,18 \times 10^{-2} \Upsilon_0(E) \Upsilon_{c2}(E) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Este evidentă contribuția redusă a procesului [a] la popularea nivelului ${}^4S_{3/2}$, explicabilă prin timpul foarte scurt de viață T_3 al nivelului ${}^4I_{9/2}$.

Rezultatul calculelor ($F_5(E)$ ca spectru de excitație construit, în unități arbitrare) este prezentat în Fig. 2.8 (b). Spectrul construit este foarte asemănător celui măsurat experimental, pompat în intervalul $11600 - 12900 \text{ cm}^{-1}$ și monitorizat pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ la lungimea de undă de $561,1 \text{ nm}$, reprezentat în Fig. 2.8 (a). Mecanismele dominante de populare a nivelului ${}^4S_{3/2}$ sunt absorbțiile din stare excitată [b1] și [b2]. Singura contribuție observabilă a celorlalte procese este în jur de 12200 cm^{-1} , din partea procesului [c2].

Din comparația celor două spectre din Fig. 2.8 se observă că spectrul de excitație simulat conține toate liniile prezente în spectrul obținut experimental, deci toate procesele importante ce contribuie la popularea nivelului ${}^4S_{3/2}$ au fost

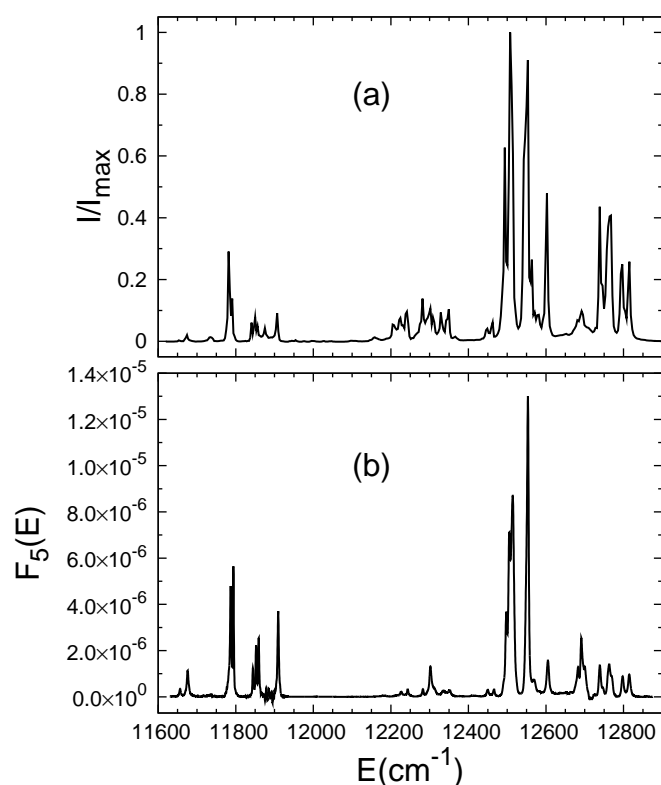


Figura 2.8. (a) Spectrul de excitație obținut experimental monitorizat pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. (b) Același spectru de excitație, simulat.

incluse în model. Discrepanțele între cele două spectre privesc intensitățile relative ale liniilor. De exemplu, liniile de la 12800 cm^{-1} sunt mai puțin intense în spectrul simulat decât în spectrul obținut experimental. Această discrepanță ar putea fi datorată următoarelor motive:

- Spectrul de excitație experimental a fost trasat cu pas relativ mare ($\sim 3 \text{ cm}^{-1}$), datorită condițiilor experimentale, iar pozițiile și intensitățile liniilor ar putea fi modificate prin trunchiere;
- Nu am luat în considerare dependența fluxului de pompaj de numărul de undă E ;
- Pot exista erori la aprecierea liniei de bază a spectrelor de absorbție, erori ce influențează în principal liniile de absorbție de intensitate redusă.
- Erori date de utilizarea formalismului Judd-Ofelt, care este doar o aproximație;

- Erori date de neglijarea contribuției dipolului magnetic la tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$.

Liniile de intensitate cea mai mare din spectrul de excitație se află în intervalul spectral $12500 - 12600 \text{ cm}^{-1}$ ($793 - 800 \text{ nm}$); în acest domeniu, procesul dominant ce populează nivelul ${}^4S_{3/2}$ este [b2] (tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$). Următorul grup de linii ca intensitate este cel din domeniul $12700 - 12900 \text{ cm}^{-1}$ ($775 - 787 \text{ nm}$), procesul dominant aici fiind tot [b2]. Urmează liniile din domeniul $11700 - 12000 \text{ cm}^{-1}$ ($833 - 855 \text{ nm}$), unde procesele [b1] (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$) și [c1] (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$) se suprapun, și liniile din domeniul $12200 - 12400 \text{ cm}^{-1}$ ($806 - 820 \text{ nm}$), date în principal de procesul [c2] (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$).

Metoda este utilă pentru identificarea mecanismelor de populare a unui nivel prin conversie superioară prin mecanismul absorbțiilor succesive, la concentrații mici de ioni activi. Rezultatele au fost folosite mai departe pentru selectarea unei lungimi de undă de pompaj pentru laserul cu Er:YAG cu emisie la 561 nm pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

2.2 Studiul suprapunerii spectrelor ionilor donori și acceptori

Parametrii microscopici de transfer de energie descriu probabilitatea transferului de energie la nivel microscopic, între doi ioni. Acești parametri conțin doar factori dependenți de natura celor doi ioni, de natura interacției dintre ei și de tranziția propriu-zisă, fiind independenți de distanța dintre ioni. Astfel, pentru interacții de tip electrostatic între cei doi ioni, Dexter [25] a găsit expresii de tipul

$$w_{DA}(r) = \frac{C_{DA}}{r^s} \quad (2.11)$$

pentru rata de transfer de energie între doi ioni. În această expresie, $s = 6, 8, 10, \dots$ respectiv pentru interacțiile dipol-dipol, dipol-quadrupol, quadrupol-quadrupol etc. Pentru transferul de energie prin interacție electrostatică de tip dipol-dipol, parametrul C_{DA} are următoarea expresie [25]:

$$C_{DA} = \frac{3Q_A}{64\pi^5 n^4 \tau_D} \int \frac{f_D(E) F_A(E)}{E^4} dE \approx \frac{3Q_A}{64\pi^5 n^4 \tau_D} \frac{1}{\tilde{E}^4} \int f_D(E) F_A(E) dE \quad (2.12)$$

unde τ_D reprezintă timpul de viață radiativ al stării inițiale a donorului, iar $Q_A = \int \sigma_A(E) dE$ este secțiunea integrală de absorbție a acceptorului pe tranziția între starea sa finală și cea inițială. n reprezintă indicele de refracție al mediului gazdă. Integrala de la finalul expresiei (2.12) este o integrală de suprapunere între spectrul de emisie al donorului și spectrul de absorbție al acceptorului. Ambele spectre sunt normate: $\int f_D(E) dE = \int F_A(E) dE = 1$.

Parametrul C_{DA} reprezintă parametrul microscopic caracteristic procesului de transfer de energie, ce determină rata de transfer de energie între doi ioni. În cele ce urmează, voi prezenta un model ce a permis estimarea acestui parametru pentru procesele de transfer de energie ce pot avea loc în Er:YAG. Cu excepția

concentrațiilor mari de erbiu, unde mecanismul de schimb devine important datorită distanței medii mici donor-acceptor, mecanismul dominant de transfer de energie este cel de interacție electrostatică dipol-dipol. Din acest motiv, doar acest mecanism a fost luat în considerare în studiul de față.

Funcțiile de formă $f_D(E)$ și $F_A(E)$ nu pot fi întotdeauna determinate experimental: obținerea spectrelor de emisie ale unor tranziții ale ionului donor poate fi îngreunată de timpul de viață scurt al nivelului inițial sau de suprapunerea spectrelor corespunzând unor tranziții diferite; aceleași motive pot împiedica obținerea unui spectru de absorbție din stare excitată pentru acceptor. Pentru a evita această problemă, am folosit două aproximații pentru a determina parametrii microscopici C_{DA} caracteristici diverselor procese de transfer de energie în Er:YAG.

(i) Am folosit formalismul Judd-Ofelt [60, 61] pentru a determina timpii de viață radiativi și secțiunile integrale de absorbție pentru tranzițiile de dipol electric:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_D} &= \frac{64\pi^4 e^2 \tilde{E}^3}{3h(2J_D + 1)} n \frac{(n^2 + 2)^2}{9} \left[\sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle [\psi SL] J \parallel U^{(t)} \parallel [\psi' S' L'] J' \rangle \right|^2 \right]_D \\ Q_A &= \frac{8\pi^2 e^2 \tilde{E}}{3h(2J_A + 1)} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \left[\sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle [\psi SL] J \parallel U^{(t)} \parallel [\psi' S' L'] J' \rangle \right|^2 \right]_A \end{aligned} \quad (2.13)$$

unde Ω_t sunt parametrii Judd-Ofelt, iar simbolurile $\langle [\psi SL] J \parallel U^{(t)} \parallel [\psi' S' L'] J' \rangle$ desemnează elementele de matrice reduse ale operatorilor unitari $U^{(t)}$. e este sarcina electronului, h este constanta lui Planck, J_D reprezintă numărul cuantic al momentului cinetic total pentru starea inițială a donorului, iar J_A – același număr corespunzător stării inițiale a acceptorului.

Folosind ecuațiile (2.13), ecuația (2.12) devine:

$$\begin{aligned} C_{DA} &= \frac{8\pi e^4}{3h^2} \frac{(n^2 + 2)^2}{81n^4} \frac{1}{(2J_D + 1)(2J_A + 1)} \\ &\times \left[\sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle \parallel U^{(t)} \parallel \rangle \right|^2 \right]_D \left[\sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle \parallel U^{(t)} \parallel \rangle \right|^2 \right]_A \int f_D(E) F_A(E) dE \end{aligned} \quad (2.14)$$

(ii) Am aproximat funcțiile de formă $f_D(E)$ și $F_A(E)$ cu sume de linii de tip Lorentz:

$$f(E)_{m \rightarrow m'} = \frac{1}{Z_m N_{m'}} \sum_{p,q} e^{-\frac{E_p - E_{p1}}{k_B T}} \frac{2}{\pi} \frac{\delta E}{(E - \Delta E_{mp,m'q})^2 + (\delta E)^2} \quad (2.15)$$

pentru tranziția $m \rightarrow m'$, unde p și q indexează subnivelele nivelelor de energie m , respectiv m' , E_{p1} reprezintă subnivelul de energie cea mai joasă a nivelului m , $\Delta E_{mp,m'q}$ este diferența energiilor subnivelelor p și q ale celor două nivele (corespunzând centrului liniei), iar δE este lărgimea liniei, presupusă aceeași pentru toate tranzițiile între diverse subnivele.

$$\int f_D(E) F_A(E) dE = \frac{4(\delta E)^2}{\pi^2 Z_i Z_{i'} N_j N_{j'}} \sum_{p,q} \sum_{p',q'} \left[e^{-\frac{E_p - E_{p1}}{k_B T}} e^{-\frac{E_{p'} - E_{p'1}}{k_B T}} \right]$$

$$\times \frac{1}{(\Delta E_{ip,jq} - \Delta E_{i'p',j'q'})^2 + (\delta E)^2} \Big] \quad (2.16)$$

Folosind acest model, în lucrarea [29] am calculat parametrii microscopici C_{DA} ai unor procese de conversie superioară și relaxare încrucișată prin transfer de energie pentru Er:YAG. Au fost luate în calcul toate procesele de transfer de energie ce pornesc de pe nivelele de energie mai joasă decât a nivelului ${}^4F_{9/2}$ și au nivelul final de energie cel mult egală cu a nivelului ${}^2P_{3/2}$. Pentru determinarea parametrilor microscopici ai proceselor de conversie superioară, am calculat integralele de suprapunere între toate perechile de tranziții (absorbție – emisie) ce pot avea loc între aceste nivele. Dintre aceste procese, au fost selectate în Tabelul 2.2 doar cele care au un parametru microscopic $C_{DA} \geq 10^{-40} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$.

Tabelul 2.2. Parametrii microscopici ai unor procese de transfer de energie în Er:YAG.

Nr.	Proces	$C_{DA} \text{ (cm}^6 \text{ s}^{-1}\text{)}$
1	$({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2})$	$2,5 \times 10^{-40}$
2	$({}^4I_{13/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4S_{3/2})$	$1,4 \times 10^{-40}$
3	$({}^4I_{9/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{13/2}, {}^4S_{3/2})$	$1,3 \times 10^{-40}$
4	$({}^4I_{13/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^2H_{211/2})$	$3,2 \times 10^{-40}$
5	$({}^4I_{11/2}, {}^4F_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{13/2}, {}^2H_{211/2})$	$1,9 \times 10^{-40}$
6	$({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$	$1,4 \times 10^{-40}$
7	$({}^4I_{13/2}, {}^4F_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{5/2})$	$1,3 \times 10^{-40}$
8	$({}^4I_{9/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{3/2})$	$1,4 \times 10^{-40}$
9	$({}^4I_{11/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{3/2})$	$1,3 \times 10^{-40}$
10	$({}^4I_{9/2}, {}^4F_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^2K_{15/2})$	$1,7 \times 10^{-40}$
11	$({}^4F_{9/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4G_{9/2})$	$2,6 \times 10^{-40}$
12	$({}^4F_{9/2}, {}^4I_{9/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^2G_{7/2})$	$1,0 \times 10^{-40}$

Ca o verificare a acestor rezultate, valoarea lui C_{DA} obținută pentru procesul $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2})$ este de $2,5 \times 10^{-40} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, apropiată de cea obținută în lucrarea [58] ($2,89 \times 10^{-40} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$), unde s-au folosit spectre de emisie și absorbție determinate experimental.

Datorită energiilor mari ale fononilor cristalului de YAG, tranzițiile multifononice au pondere mare în dezexcitarea nivelelor de energie excitate; din această cauză, unele nivele ale Er^{3+} au timpi de viață foarte scurți în YAG (${}^4F_{7/2}$, ${}^4F_{5/2}$, ${}^4G_{9/2}$, ${}^2G_{7/2}$, ${}^4F_{9/2}$ și ${}^4I_{9/2}$), având energii foarte apropiate de energiile nivelelor imediat mai joase. Datorită timpului de viață foarte scurt, populațiile acestor nivele

sunt neglijabile față de ale celorlalte nivele, astfel că procesele de conversie superioară care pornesc de pe ele sunt mai puțin influente. Astfel de procese sunt cele numerotate 2–5 și 7–12 în Tabelul 2.2. Procesele 1 și 6 sunt cele luate de obicei în calcul în modelele ce descriu emisia laser în Er:YAG.

Metoda permite estimarea probabilității proceselor de conversie superioară prin transfer de energie și alegerea doar a celor de probabilitate semnificativă pentru a fi incluse în modelările unor fenomene; luarea în calcul a tuturor transferurilor posibile de energie ar complica foarte mult modelul.

2.3 Analiza curbelor de dezexcitare luminescentă

Metoda bazată pe prelucrarea curbelor de dezexcitare a donozilor este poate metoda folosită cel mai frecvent pentru studiul proceselor de conversie superioară prin transfer de energie. Această metodă constă în analiza formei curbei de dezexcitare luminescentă a donozilor. În urma analizei curbei de dezexcitare se pot obține informații despre:

- Mecanismul de interacție donor-acceptor;
- Parametrul microscopic al transferului de energie;
- Parametrul macroscopic al transferului de energie (în cazul în care este posibilă descrierea fenomenului cu ajutorul unui parametru macroscopic).

O modalitate convenabilă de descriere a proceselor de transfer de energie în medii active laser este cea bazată pe ecuații de rată ce conțin un parametru macroscopic al transferului de energie. Rata procesului de transfer de energie este considerată invariantă spațial și proporțională cu populațiile nivelelor inițiale ale donozului și acceptozului, constanta de proporționalitate fiind parametrul macroscopic de transfer de energie. Acest model este riguros valabil doar în limita cinetică a migrației excitației pe donoz [63].

Pentru determinarea parametrului macroscopic al transferului de energie, curbele de dezexcitare luminescentă a donozilor sunt fitate folosind soluția unui sistem de ecuații de rată similare cu cele laser, având ca funcții necunoscute populațiile nivelelor de energie, cu parametrul macroscopic ca parametru de fitare. Deși semnificația microscopică a parametrului macroscopic (relația dintre el și parametrul microscopic de transfer de energie) nu este clară decât în limita cinetică, folosirea aceluiași tip de ecuații de rată pentru măsurarea parametrului macroscopic și pentru descrierea emisiei laser asigură consecvența modelului.

Pentru a putea determina parametrul macroscopic al transferului de energie este necesară cunoașterea tuturor proceselor ce au loc în sistem, precum și a cât mai mulți dintre parametrii spectroscopici ai sistemului (probabilități de tranziție, timpi de viață, secțiuni eficace de absorbție).

În lucrarea [16] a fost determinat raportul parametrilor macroscopici de transfer de energie corespunzători proceselor $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2})$ și $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$ în Er:YAG și au fost analizate precizia metodei și influența diverșilor factori perturbatori asupra metodei. Aceste procese joacă un rol esențial

în funcționarea laserului cu Er:YAG la $3 \mu\text{m}$, eficiența acestui laser depinzând de raportul parametrilor lor macroscopici.

2.3.1 Experiment

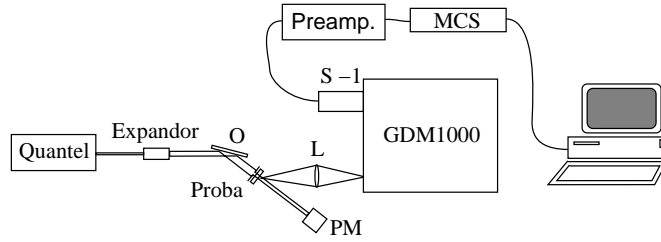


Figura 2.9. Montajul experimental folosit pentru determinarea parametrilor macroscopici ai proceselor de transfer de energie de pe nivelele ${}^4I_{13/2}$ și ${}^4I_{11/2}$. Fasciculul emis de laserul cu Nd:YAG Quantel este expandat, apoi difragmat imediat înainte de probă. PM – powermetru pentru determinarea puterii radiației de pompaj absorbite în probă. O – oglindă pentru direcționarea fascicului laser. L – lentilă de colectare a fluorescenței emise de probă; lanțul de măsură: monocromatorul GDM 1000, fotomultiplicator S-1, preamplificator, analizor multi-canal EG&G Turbo MCS și PC.

Luminescența cristalelor de Er:YAG (în concentrații de 40, 50, 60 și 80 at. %) a fost excitată la temperatura camerei cu a doua armonică a unui laser Quantel cu Nd:YAG comutat electrooptic. Lungimea de undă de pompaj este slab rezonantă cu tranziția ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$. Curbele de dezexcitare luminescentă pentru tranziția ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ au fost înregistrate folosind un lanț de măsură format din: monocromatorul dublu Zeiss GDM 1000, fotomultiplicatorul S-1 în configurație “photon-counting”, preamplificator EG&G PARC și analizorul multicanal EG&G Turbo MCS. Datele au fost achiziționate și prelucrate folosind un calculator personal.

Laserul cu Nd:YAG folosit pentru pompaj emite un fascicul cu profil de intensitate “top-flat”; pentru a asigura uniformitatea fascicului în plan transversal, acesta a fost expandat cu un telescop și diafragmat corespunzător.

2.3.2 Model matematic

În aceste condiții, cinetica populațiilor nivelelor de energie ale Er:YAG poate fi descrisă folosind sistemul de ecuații de rată:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{T_1} + \beta_{21} \frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{50}N_0N_5 \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{T_2} + \frac{N_3}{T_3} - 2\omega_{22}N_2^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dN_3}{dt} &= -\frac{N_3}{T_3} + \frac{N_4}{T_4} + \omega_{11}N_1^2 + \omega_{50}N_0N_5 \\
\frac{dN_4}{dt} &= -\frac{N_4}{T_4} + \frac{N_5}{T_5} \\
\frac{dN_5}{dt} &= -\frac{N_5}{T_5} - \omega_{50}N_0N_5 + \omega_{22}N_2^2
\end{aligned} \tag{2.17}$$

unde N_i reprezintă populațiile nivelelor ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4F_{9/2}$ și ${}^4S_{3/2}$, iar T_i reprezintă timpii lor de viață. Parametrul β_{21} ia în calcul prezența unor impurități de tip OH^- sau ioni de pământuri rare, care ar putea contribui la depopularea nivelului ${}^4I_{11/2}$ [64]; β_{21} reprezintă fracțiunea din numărul de ioni excitați pe ${}^4I_{11/2}$ care ajung pe ${}^4I_{13/2}$ prin dezexcitare radiativă, neradiativă sau prin procese de transfer de energie. ω_{11} desemnează parametrul macroscopic corespunzător conversiei superioare (${}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}$) \rightarrow (${}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2}$), iar ω_{22} pe cel al conversiei superioare (${}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}$) \rightarrow (${}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2}$); ω_{50} reprezintă parametrul macroscopic al relaxării încrucișate (${}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2}$) \rightarrow (${}^4I_{9/2}, {}^4I_{13/2}$). Deoarece pulsul laser de pompaj este foarte scurt, efectele lui asupra populațiilor pot fi luate în calcul în condițiile inițiale, considerând că dezexcitarea nivelului ${}^4I_{11/2}$ are loc după încetarea pompajului. Pentru pompaj în nivelul ${}^4S_{3/2}$, ca în cazul nostru, condițiile inițiale pentru rezolvarea sistemului (2.17) vor fi: $N_1(0) = N_2(0) = N_3(0) = N_4(0) = 0$, $N_5(0) = N_{50}$. Am considerat pompajul suficient de slab pentru a putea neglija depopularea nivelului fundamental; populația acestuia va fi presupusă constantă în timp și egală cu populația totală a ionilor de Er^{3+} în cristal.

Datorită diferenței mari între valorile timpilor de viață ale nivelelor erbiului în YAG ($T_1, T_2 \gg T_3, T_4, T_5$) și ratei mari a procesului de relaxare încrucișată (${}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2}$) \rightarrow (${}^4I_{13/2}, {}^4I_{9/2}$) la concentrațiile de Er^{3+} folosite în experimente [6], este posibilă o simplificare considerabilă a sistemului de ecuații de rată (2.17) [64]:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{T_1} + \beta_{21}\frac{N_2}{T_2} - 2\omega_{11}N_1^2 + \omega_{22}N_2^2 \\
\frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{T_2} + \omega_{11}N_1^2 - \omega_{22}N_2^2
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Folosind următoarele notații adimensionale:

$$\begin{aligned}
n_{1,2} &= N_{1,2}/N_{50} \\
v &= \omega_{11}T_2N_{50} \\
q &= \omega_{22}/\omega_{11} \\
\kappa &= T_2/T_1 \\
\tau &= t/T_2
\end{aligned} \tag{2.19}$$

sistemul (2.18) devine:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_2}{d\tau} &= -n_2 + v(n_1^2 - qn_2^2) \\
\frac{dn_1}{d\tau} &= -\kappa n_1 + \beta_{21}n_2 - v(2n_1^2 - qn_2^2)
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Se observă că parametrii macroscopici ai celor două procese de conversie superioară intră în componența parametrilor v și q ; împreună cu β_{21} , aceștia vor fi parametrii de fitare ai modelului. Timpii de viață T_1 și T_2 pot fi determinați prin măsurători la pompaj slab, pentru care procesele de transfer de energie pot fi neglijate.

2.3.3 Rezultate

Pentru fiecare probă, s-a obținut experimental o familie de curbe de extincție a luminescenței, descrisă de diverse valori ale parametrului de pompaj v . Procedura de fitare a curbelor experimentale a constat în găsirea soluției sistemului (2.20) care minimizează suma erorilor χ^2 corespunzătoare fiecărei curbe din familie. Acest tip de procedură ține seama de faptul că parametrul q este o constantă de material, a cărei valoare nu trebuie să depindă de puterea de pompaj. Parametrii fiecărei fitări sunt q și un număr de parametri v egal cu numărul curbelor fitate. Fitarea a fost realizată cu ajutorul metodei numerice a gradientului. Pentru o mai bună vizualizare a calității fitării, din curbele experimentale am scăzut partea exponențială $e^{-\tau}$. Un exemplu de astfel de fitare este reprezentat în Fig. 2.10.

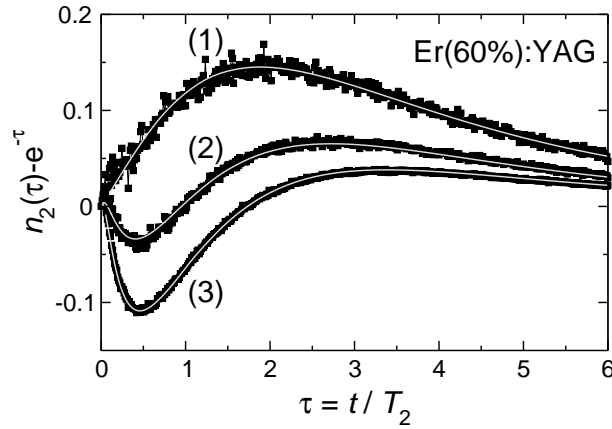


Figura 2.10. Părțile neexponențiale ale curbelor de dezexcitare ale nivelului ${}^4I_{11/2}$ pentru diverse intensități de pompaj (proba este cea de concentrație 60%). Curba (1) - $v_1 = 1,54$, (2) - $v_2 = 3,28$, (3) - $v_3 = 4,84$. Parametrii de material obținuți: $\beta_{21} = 1$, $q = 0,91$.

Valorile obținute pentru parametrul q sunt prezentate în Tabelul 2.3.

Cunoscând parametrii q și v , determinarea parametrilor macroscopici ω_{11} și ω_{22} este condiționată de cunoașterea puterii de pompaj. Se observă că parametrul β_{21} este în majoritatea cazurilor egal cu 1, ceea ce denotă prezența predominantă a impurităților ce produc dezexcitarea nivelului ${}^4I_{11/2}$ pe nivelul ${}^4I_{13/2}$. Prezența impurităților poate fi observată și din modificarea timpilor de viață T_1 și T_2 , care

Tabelul 2.3. *Timpii de viață și parametrii β_{21} și q determinați prin fitare.*

Proba nr.	Concentrație de Er^{3+} (at.%)	T_1 (μs)	T_2 (μs)	β_{21}	q
1.	40	2500	89	1	1.17
2.	50	3850	87	1	0.88
3.	50	347	80	0.93	0.85
4.	60	1710	81	1	0.91
5.	80	890	54	1	0.78

într-un cristal pur au valorile 6400 μs , respectiv 100 μs .

2.3.4 Sensibilitatea metodei

Pentru investigarea sensibilității metodei, s-au introdus următoarele mărimi:

$$\begin{aligned}
 S_{\beta_{21}}(\beta_{21}, q, v) &= \frac{D[n_2(\beta_{21}, q, v), n_2(\beta_{21} + d\beta_{21}, q, v)]}{d\beta_{21}} \\
 S_q(\beta_{21}, q, v) &= \frac{D[n_2(\beta_{21}, q, v), n_2(\beta_{21}, q + dq, v)]}{dq} \\
 S_v(\beta_{21}, q, v) &= \frac{D[n_2(\beta_{21}, q, v), n_2(\beta_{21}, q, v + dv)]}{dv}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

ce măsoară sensibilitatea soluției sistemului de ecuații de rată (2.20) la variația parametrilor de fitare β_{21} , q , respectiv v . În ecuațiile (2.21),

$$D[n_2(\beta_{21}, q, v), n_2(\beta'_{21}, q', v')] = \int_0^\infty [n_2(\tau; \beta_{21}, q, v) - n_2(\tau; \beta'_{21}, q', v')]^2 d\tau \tag{2.22}$$

reprezintă o metrică definită pe mulțimea soluțiilor sistemului (2.20).

A fost studiată dependența acestor sensibilități de parametrii q și v presupunând un cristal foarte pur ($\beta_{21} = 1$ și timpii de viață $T_1 = 6400 \mu\text{s}$, $T_2 = 100 \mu\text{s}$). Rezultatele sunt prezentate în figurile 2.11, 2.12 și 2.13.

Se observă că sensibilitatea $S_{\beta_{21}}$ are un maxim la valori mici ale lui v , după care urmează o scădere accentuată; parametrul β_{21} este cu atât mai ușor de determinat cu cât raportul q al parametrilor macroscopici ai celor două procese de conversie superioară este mai mare, iar intensitatea pompajului mai mică. S_q este maximă la valori mici ale lui q ; sensibilitatea crește cu creșterea lui v până la atingerea unui maxim, după care scade lent. Sensibilitatea S_v are o evoluție mai complexă: este maximă la puteri mici de pompaj (tinde la infinit când $v \rightarrow 0$), scade apoi rapid, după care prezintă un maxim secundar (a cărui poziție depinde de valoarea lui q), apoi scade asimptotic către 0. În vecinătatea maximului secundar al sensibilității, aceasta crește cu creșterea lui q , în timp ce pentru valori extreme ale lui v sensibilitatea este mai mare pentru valori mai mici ale lui q .

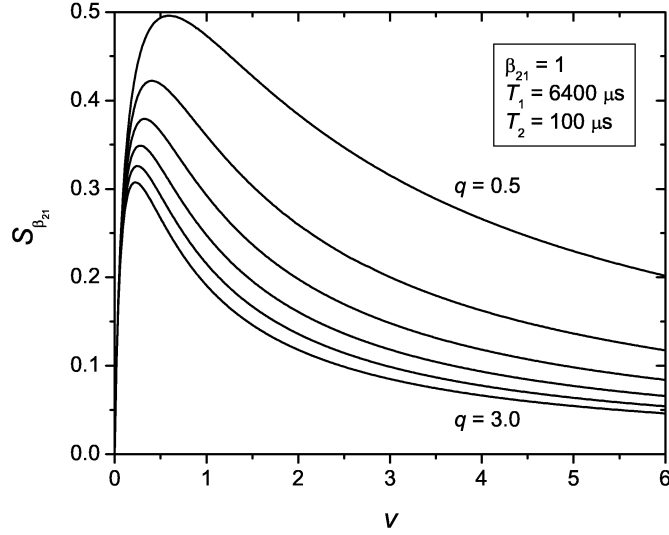


Figura 2.11. Dependența sensibilității $S_{\beta_{21}}$ de parametrul q și v .

2.3.5 Factori perturbatori

În literatură există o mare împrăștiere a valorilor parametrilor determinați mai sus. Acest fapt poate fi datorat unor erori experimentale greu de controlat. Se cere deci un studiu al influenței diversilor factori perturbatori asupra preciziei metodei. Factorii luați în calcul au fost:

1. Neomogenitatea spațială longitudinală a fascicului de pompaj.
2. Neomogenitatea spațială transversală a fascicului de pompaj.

Metoda de lucru a constat în împărțirea probei de studiat în N elemente de volum V_i pe care intensitatea luminii de pompaj este constantă. Luminescența emisă de întreaga probă este astfel proporțională cu

$$\tilde{n}_2(\tau) = \frac{\sum_i V_i v_i n_{2i}(\tau)}{\sum_j V_j v_j} \quad (2.23)$$

unde n_{2i} reprezintă soluțiile sistemului (2.20) corespunzătoare valorilor parametrului v_i pentru fiecare din elementele de volum pe care pompajul este constant. Introducând ca parametri de intrare valorile v_i și q , se generează o curbă de extincție a luminescenței medii pe întreaga probă, căreia i se aplică procedura de fitare descrisă mai sus. Rezultatul se compară cu datele de intrare pentru a determina eroarea.

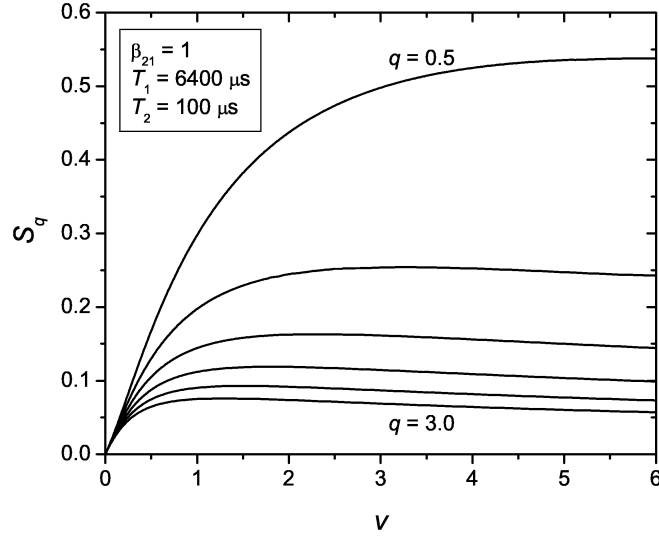


Figura 2.12. Dependenta sensibilității S_q de parametrii q și v .

Neomogenitatea spațială longitudinală a fasciculului de pompaj.

Acest tip de neomogenitate este de obicei produs de atenuarea fasciculului de pompaj într-o probă de lungime mai mare decât inversul coeficientului său de absorbție k . În acest caz, parametrul de pompaj v depinde exponențial de adâncimea x în probă:

$$v(x) = v_0 e^{-kx} \quad (2.24)$$

Împărțind volumul probei (de grosime D) în N straturi paralele cu suprafața de incidență și pe a căror grosime variația lui v este neglijabilă, luminescența emisă de întreaga probă descrește după legea

$$\tilde{n}_2(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N n_{2i}(\tau) \exp\left(-\frac{i-1}{N} kD\right)}{\sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{i-1}{N} kD\right)} \quad (2.25)$$

În Tabelul 2.4 sunt prezentate rezultatele fitării lui $n_2(\tau)$ ca funcție de produsul kD ; proba a fost împărțită în 100 de straturi. Parametrii de intrare sunt $v_0 = 6$, $\kappa = 100/6400$, $\beta_{21} = 1$.

Se observă că parametrul v este puternic influențat de neomogenitatea longitudinală a fasciculului de pompaj; pentru probe subțiri, de grosime $0,1/k$, eroarea relativă a determinării lui v prin procedeul descris mai sus este de $\sim 5\%$, iar pentru o grosime de $1/k$, eroarea devine $\sim 37\%$. Parametrul q este mai puțin sensibil la acest tip de neomogenitate: eroarea relativă pentru o probă de grosime $1/k$ este de $\sim 5\%$, iar pentru o probă foarte groasă ($10/k$), de $\sim 30\%$.

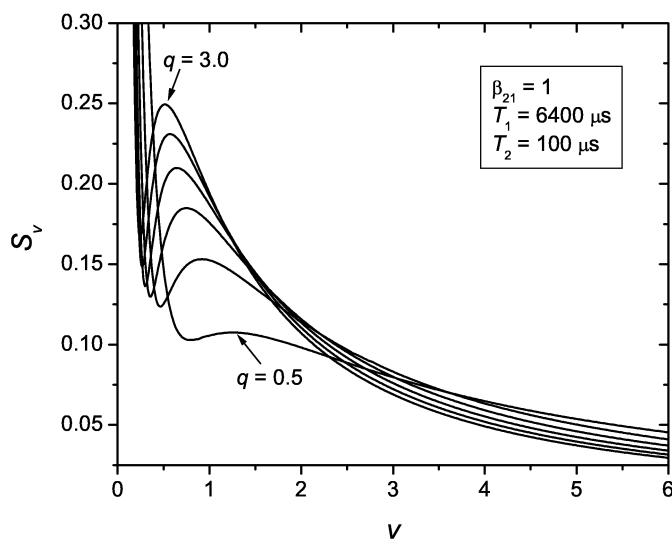


Figura 2.13. Dependența sensibilității S_v de parametrii q și v .

Tabelul 2.4. Valorile parametrilor v și q obținute din analiza unor curbe de dezexcitare (simulate, cu parametrii de intrare $v = 6$, $q = 1$, $\kappa = 100/6400$, $\beta_{21} = 1$) pentru probe de diverse grosimi.

kD	v	q
0.1	5.71	1.00
0.5	4.73	1.01
1	3.79	1.05
10	2.18	1.30

Neomogenitatea spațială transversală a fascicului de pompaj.

Un tip des întâlnit de neomogenitate transversală este distribuția transversală Gaussiană a intensității fascicului de pompaj. Să considerăm o probă subțire de Er:YAG astfel încât atenuarea fascicului de pompaj în probă să fie neglijabilă. Parametrul v are o distribuție spațială dată de funcția

$$v = v_0 e^{-r^2/a^2} \quad (2.26)$$

Tabelul 2.5. Valorile parametrilor v și q obținute din analiza unor curbe de dezexcitare (simulate, cu parametrii de intrare $v = 6$, $q = 1$, $\kappa = 100/6400$, $\beta_{21} = 1$) pentru fascicule Gaussiene de pompaj de diverse diametre.

R/a	v	q
0.1	5.97	1.00
0.5	5.29	1.01
1	3.77	1.05
2	2.07	1.29

unde r reprezintă coordonata radială, iar a este parametrul distribuției Gaussiene. Împărțim aria transversală a fasciculului, de rază R , în N coroane circulare concenrice de arii egale, în care putem considera că v are valori constante; astfel, fiecărui element de suprafață îi asociem valoarea lui v :

$$v_i = v_0 \exp \left[-\frac{i}{N} \left(\frac{R}{a} \right)^2 \right] \quad (2.27)$$

iar soluția sistemului (2.20) corespunzătoare fiecărui element de suprafață o notăm $n_{2i}(\tau)$; luminescența întregii probe descrește în timp după legea

$$\tilde{n}_2(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N n_{2i}(\tau) \exp \left[-\frac{i}{N} \left(\frac{R}{a} \right)^2 \right]}{\sum_{i=1}^N \exp \left[-\frac{i}{N} \left(\frac{R}{a} \right)^2 \right]} \quad (2.28)$$

Ca și mai sus, $\tilde{n}_2(\tau)$ astfel simulat este fitat cu soluția sistemului (2.20). Rezultatele, pentru parametrii de intrare $v_0 = 6$, $q = 1$, $\kappa = 100/6400$ și $\beta_{21} = 1$, sunt date în Tabelul 2.5.

După cum se poate observa, ca și în cazul precedent, parametrul v este afectat mai puternic de acest tip de neomogenitate decât parametrul q .

Influența acestui tip de neomogenitate transversală asupra erorilor de măsurare a parametrilor macroscopici ai proceselor de conversie superioară a fost studiată și de Iparraguire et al. [15] pentru procesul de conversie superioară de pe nivelul ${}^4F_{3/2}$ al Nd^{3+} . În absența altor procese de transfer de energie, autorii au putut determina parametrul macroscopic de conversie superioară folosind panta inițială a curbei de dezexcitare. Autorii au obținut expresii distincte pentru cazul omogenității perfecte a fasciculului de pompaj și pentru cazul unui profil transversal Gaussian al intensității acestuia. Existența unei relații analitice între macroparametru și panta curbei de dezexcitare a permis corectarea în oarecare măsură a rezultatelor experimentale (eroare remanentă de ordinul 30%).

Un alt tip de neomogenitate spațială transversală a fasciculului de pompaj apare datorită structurii multimod a unui fascicul laser folosit pentru pompaj: este

vorba despre așa-numitele puncte fierbinți din fascicul, zone de intensitate mult mai mare decât zonele din vecinătatea lor în secțiunea transversală a fascicului. Pentru a investiga efectul acestui tip de neomogenitate a pompajului asupra preciziei măsurărilor, am considerat o probă subțire și un fascicul de pompaj a cărui secțiune transversală prezintă două zone de intensități diferite (parametri de pompaj v_1 și v_2), de arii S_1 și S_2 . În acest caz,

$$\tilde{n}_2(\tau) = \frac{v_1 S_1}{v_1 S_1 + v_2 S_2} n_{21}(\tau) + \frac{v_2 S_2}{v_1 S_1 + v_2 S_2} n_{22}(\tau) \quad (2.29)$$

unde n_{21} și n_{22} reprezintă soluțiile sistemului (2.20) pentru parametrii de pompaj v_1 , respectiv v_2 . Simulările arată că erorile cele mai mari se obțin pentru valori mari ale raportului parametrilor de pompaj v_1/v_2 și pentru arii satisfăcând relația $v_1 S_1 \approx v_2 S_2$, caz în care formele funcțiilor $n_{21}(\tau)$ și $n_{22}(\tau)$ sunt foarte diferite, iar ponderea lor în ecuația (2.29) este aproximativ aceeași. De exemplu, pentru parametrii de intrare $v_1 = 6$, $v_2 = 0,5$, $S_1/S_2 = 0,5/6$, $q = 1$, $\beta_{21} = 1$ și $\kappa = 100/6400$, s-a obținut după fitarea curbei de extincție simulate $v = 1,11$ și $q = 2,04$. În concluzie, prezența "punctelor fierbinți" în distribuția transversală de intensitate a unui fascicul este o sursă importantă de erori și trebuie evitată.

Capitolul 3

Laseri cu Er^{3+} pompați prin conversie superioară

Ionul Er^{3+} prezintă numeroase nivele de energie, cu energii cuprinse între infraroșul apropiat și ultraviolet. Schema sa de nivele prezintă multe rezonanțe, care fac din el un sistem foarte potrivit pentru obținerea de fluorescență sau emisie laser pompate prin conversie superioară, fie prin absorbții succesive, fie prin transfer de energie. Emisia laser pompată prin conversie superioară în medii dopate cu erbiu s-a obținut pe mai multe tranziții, din infraroșul apropiat până în albastru:

- ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$;
- ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$;
- ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$;
- ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$;
- ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$;
- ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$.

În acest capitol, voi prezenta rezultatele obținute până în prezent privind emisia laser pompată prin conversie superioară în medii active solide dopate cu ioni de Er^{3+} .

3.1 Tranziția ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

Tranziția ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ nu este deosebit de interesantă pentru aplicații practice, deoarece în roșu există surse de lumină coerentă (diode laser) mai ieftine și mai eficiente decât un laser pompat prin conversie superioară. Ea are mai mult o importanță istorică, fiind prima tranziție pe care s-a obținut efect laser prin pompare prin conversie superioară, în 1971, de către Johnson și Guggenheim [3]. Materialele laser folosite de aceștia au fost $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ și $\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}:\text{BaY}_2\text{F}_8$; mecanismul de conversie superioară se baza pe transferul de energie de la ionul Yb^{3+}

către ionul activ laser (Er^{3+} sau Ho^{3+}). Pompajul a fost realizat folosind lămpi elicoidale cu xenon, în pulsuri, și filtre lichide introduse între lampă și mediul activ pentru a selecta radiația de pompaj de lungime de undă mai mare decât cea a emisiei laser. Rezonatorul laser folosit a fost unul monolitic, cu oglinda de ieșire de reflectivitate foarte ridicată (99,7%) pentru a minimiza pe cât posibil pierderile în rezonator.

În cazul $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}:\text{BaY}_2\text{F}_8$, au fost folosite două concentrații de erbiu: 6 at.% și 5 at.%, ambele combinate cu aceeași concentrație de ytterbiu (37,5 at.%). La concentrația de 6 at.% Er^{3+} s-a obținut emisie laser pe tranziția ${}^4F_{9/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(8)$, la lungimea de undă de 670,9 nm. Pentru depopularea nivelului laser final a fost necesară răcirea mediului activ la temperatura azotului lichid (77 K). Pragul de emisie a fost de 195 J. S-a putut observa faptul că pompajul prin conversie superioară este mai eficient decât cel direct: introducând între lampă și mediul activ un filtru de NaNO_2 soluție în apă, ce transmite radiația de lungimi de undă $\lambda > 400$ nm, pragul de emisie a scăzut cu doar 15%. În mediul activ de concentrație 5 at.% Er^{3+} s-a obținut emisie laser la 670 nm, pe o tranziție diferită: ${}^4F_{9/2}(2) \rightarrow {}^4I_{15/2}(8)$. Pragul de emisie a fost mai scăzut (170 J).

Emisie laser pe aceeași tranziție a obținut și McFarlane [65], într-un cristal de $\text{Er}(5\%):\text{YLiF}_4$. Rezonatorul a fost proiectat să permită emisia laser la două lungimi de undă: 551 nm (tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) și 671 nm (tranziția ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), oglinda de ieșire având transmisie 0.5% la ambele lungimi de undă. Pompajul la 791 nm (tranziția ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) a fost asigurat de un laser cu colorant pompat cu un laser cu argon. Cu un rezonator monolitic de lungime 5 mm (concav-concav, curbura oglinzilor 3 cm), s-a obținut emisie la 671 nm în undă continuă la temperaturi de până la 60 K. Temperatura optimă din punct de vedere al pragului laser a fost de 50 K (prag 80 mW putere incidentă); pentru temperaturi mai mari de 65 K, laserul comută pe emisie la 551 nm. Maximul puterii emise în undă continuă a fost de 1 mW (pentru o putere incidentă de pompaj de 300 mW).

3.2 Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

Această tranziție generează radiație în vizibil, în vecinătatea lungimii de undă de 550 nm. Surse compacte de lumină coerentă în acest domeniu spectral sunt de mare interes pentru aplicații în tehnologia afișajelor, spectroscopie, biologie, imagistică, microscopie și stocare optică a informațiilor.

Principalele probleme ce afectează emisia laser pe această tranziție sunt:

- Depopularea nivelului ${}^4S_{3/2}$ de către procesul de relaxare încrucișată (${}^4S_{3/2}, {}^4I_{15/2} \rightarrow ({}^4I_{13/2}, {}^4I_{9/2})$). Acest proces concurează emisia laser de pe ${}^4S_{3/2}$, constituind un mecanism de pierdere a excitațiilor. Din această cauză, emisia laser pompată prin conversie superioară la temperatura camerei s-a obținut doar la concentrații mici de Er^{3+} (0,5-1 at.%) [66, 67], unde procesele de transfer de energie au o probabilitate neglijabilă.
- Populația mare a nivelului laser final, care este nivelul fundamental ${}^4I_{15/2}$.
- Existența unui proces de absorbție din starea excitată ${}^4I_{13/2}$ la lungimea de

undă de emisie a laserului. Acest proces constituie un mecanism important de pierderi datorită timpului de viață lung al nivelului ${}^4I_{13/2}$, care duce la acumularea unei populații numeroase pe acest nivel.

3.2.1 Er:YAG

Cristalul de YAG ($Y_3Al_5O_{12}$) este un cristal cu proprietăți favorabile emisiei laser. Duritatea sa, conductivitatea termică bună, transparența într-un domeniu spectral larg și rezistența sa la umiditate sunt remarcabile. Principalul său dezavantaj îl constituie energia mare a fononilor, care face ca majoritatea nivelelor de energie ale Er^{3+} în acest material să aibă timpi de viață mici; procesele multifononice dezexcită ionii de Er^{3+} de pe un nivel de energie excitat pe nivelul imediat inferior, cu o probabilitate cu atât mai mare cu cât diferența energiilor celor două nivele este mai mică. Emisia laser pompată prin conversie superioară în Er:YAG s-a obținut doar la concentrații mici de Er^{3+} (0,5 at.%) [66, 67], unde relaxarea încrucișată de pe ${}^4S_{3/2}$ are o probabilitate neglijabilă. Pe de altă parte, la concentrații mici absorbția pompajului este redusă și nici nu se poate beneficia de procesele de transfer de energie de pe nivelele ${}^4I_{13/2}$ și ${}^4I_{11/2}$, care ar îmbunătăți eficiența pompajului. Absorbția din stare excitată ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$ la lungimea de undă de emisie laser crește pragul de emisie, micșorează eficiența laserului și poate provoca modificări ale regimului de emisie, modificări ce depind de lungimea de undă de pompaj [68, 69, 70, 71].

Emisia la 561 nm (între cel mai de jos nivel Stark al lui ${}^4S_{3/2}$ și al optulea al lui ${}^4I_{15/2}$) la temperatura camerei s-a obținut în Er(0,5%):YAG pentru prima dată în 1993 [66]. Pompajul (în pulsuri de durată aproximativ 50 μs) a fost realizat cu un laser cu Ti:Al₂O₃ la lungimea de undă de 810 nm (corespunzătoare tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$); s-a folosit ca auxiliar pompajul la 647 nm cu un laser cu krypton (corespunzător tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$). Mecanismul de pompaj identificat în referința [4] a fost în acest caz format din lanțul de procese: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, relaxare multifononică pe nivelul ${}^4I_{11/2}$ și absorbția din stare excitată ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$. Rezonatorul a fost unul aproape concentric (oglinzi de rază 5 cm), cu oglinda de ieșire reflectătoare la ambele lungimi de undă de pompaj pentru a crește energia absorbită în mediul activ. Deși pragul său la pompaj direct (488 nm) fusese găsit mai jos decât în Er(1%):YLiF₄ [72], rezultatele obținute la pompaj prin conversie superioară în Er:YAG au fost inferioare celor obținute în fluoruri. Energia emisă a fost mai mică, scăzând după câteva pulsuri de pompaj și staționarizându-se la o valoare mică. Eficiența mai slabă a fost explicată pe de o parte prin timpul de viață mai scurt al nivelului ${}^4S_{3/2}$ al Er:YAG (15 μs , față de 400 μs în Er:YLiF₄), pe de alta prin prezența absorbției parazite ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$, care reduce eficiența laserului.

Un studiu mai sistematic al emisiei la 561 nm în Er:YAG [67] a arătat că acest material are proprietăți favorabile pentru emisia laser:

- Benzi de absorbție la 800 nm și la 970 nm, unde există diode laser puternice pentru pompaj.
- Secțiune eficace mare a tranziției laser (1.8×10^{-20} cm²).

Principalul său dezavantaj îl constituie pragul ridicat al emisiei datorită absorbției parazite ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$, care pentru un pompaj în undă continuă poate deveni foarte importantă datorită timpului lung de viață al nivelului ${}^4I_{13/2}$, pe care se acumulează o populație numeroasă.

3.2.2 Er:YAlO₃

Emisia laser pe această tranziție în Er:YAlO₃ a fost obținută pentru prima dată în 1987 [73], la lungimea de undă de 549,6 nm, într-un cristal de concentrație 1%. Pompajul a fost realizat prin succesiunea de procese de absorbție ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$, însoțite de procese de relaxare multifononică (vezi Fig. 3.1). Dezavantajul principal al acestei metode de pompaj este faptul că cele două tranziții de pompaj nu sunt rezonante, din această cauză fiind necesar pompajul la două lungimi de undă diferite, în acest caz 792,1 nm pentru prima tranziție și 839,8 nm pentru cea de-a doua, sursele de pompaj fiind doi laseri cu colorant. Performanțele laserului depind puternic de alinierea montajului experimental, fiind critică suprapunerea celor două fascicule laser de pompaj. Pentru cel de-al doilea pas de pompaj, autorii raportului au găsit ca optimă lungimea de undă de 839,8 nm, corespunzătoare tranziției ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$. Un mecanism suplimentar de pompaj pus în evidență în cadrul acestui experiment este procesul de transfer de energie $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$. Acest mecanism suplimentar de populare a nivelului ${}^4S_{3/2}$ este insuficient pentru a produce singur emisie laser la puterile de pompaj folosite, dar contribuie la îmbunătățirea pompajului. Temperatura optimă de funcționare a fost de 30 K. Cu un rezonator monolitic de lungime 3 mm, puterea maximă obținută a fost de 1 mW. Un avantaj al acestui mediu activ, semnalat în lucrarea [73], este faptul că tranziția laser nu este rezonantă cu absorbția din stare excitată ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$, fiind astfel eliminat un mecanism important de pierderi în rezonatorul laser.

Pompajul exclusiv prin transfer de energie de pe nivelul ${}^4I_{11/2}$ a fost realizat de către Scheps [74, 75]. Acesta a obținut emisie laser la 549,6 nm folosind pompajul cu un singur laser cu Ti:Al₂O₃ la lungimea de undă de 806,9 nm. Contribuția dominantă a procesului de transfer de energie $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$ la popularea nivelului laser superior (pentru o concentrație de 1,5% Er^{3+}) a fost pusă în evidență folosind dinamica emisiei laser: s-a observat că emisia laser continuă un timp după încetarea pompajului. Temperatura optimă de funcționare a acestui laser a fost de 34 K, cu o putere maximă în undă continuă de 121 mW la o putere de pompaj absorbită de 918 mW. Folosind un chopper mecanic, s-a obținut emisie laser în regim de comutare a factorului de calitate, cu durata pulsului de minim 40 ns, rate de repetiție de până la 3 kHz și o putere medie de 11 mW la 34 K.

O încercare de îmbunătățire a acestui laser de către autorii lucrării [74] a fost folosirea pentru pompaj a unui laser cu Ti:Al₂O₃ cu emisie simultană la două lungimi de undă acordabile separat pentru a coincide cu cele două tranziții de pompaj folosite și în [73]. Puterea maximă obținută în acest caz a fost de 8 mW, la o putere de pompaj incidentă de 445 mW. Totuși, datorită coexistenței celor două mecanisme de pompaj (absorbției succesive, respectiv absorbție din starea fundamentală urmată de transfer de energie), este dificil de estimat eficiența acestei metode de pompaj. Încercările de a pompa mediul activ folosind o matrice de diode laser cu

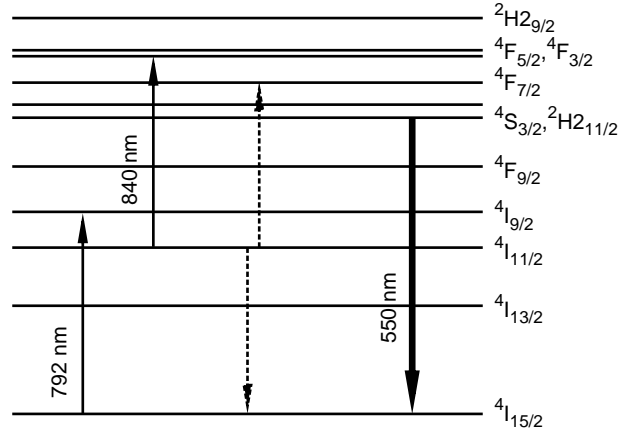


Figura 3.1. Mecanismele de pompaj folosite pentru obținerea emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ în $Er^{3+}:YAlO_3$: absorbția din stare fundamentală ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (la 792 nm) poate fi urmată de o absorbție de pe starea excitată ${}^4I_{11/2}$ (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$, la 840 nm) sau de procesul de transfer de energie (${}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2}$) (reprezentat cu linie întreruptă). Săgeata groasă reprezintă tranziția laser.

emisie la 803,5 nm pentru absorbția din stare fundamentală și un laser cu $Ti:Al_2O_3$ la 839 nm pentru absorbția din stare excitată nu au dus la obținerea emisiei laser. Acest fapt a fost explicat ca având două cauze principale, ambele afectând eficiența pompajului:

- Lărgimea mare a liniei de emisie a diodei, mai mare decât cea a liniei de absorbție a mediului activ, duce la o eficiență redusă a pompajului;
- Calitatea slabă a fasciculului produs de matricea de diode laser împiedică o focalizare strânsă a acestuia în mediul activ pentru obținerea unei densități mari a puterii de pompaj.

Rezultate mult îmbunătățite au fost obținute în lucrarea [76]. În această lucrare a fost raportată obținerea a 600 mW putere emisă în verde, la lungimea de undă de 549,8 nm, cu o eficiență de 20 %, la temperaturi de lucru de 8 K și 40 K.

3.2.3 Er:YLiF₄

$Er:YLiF_4$ este cel mai utilizat mediu activ laser pentru această tranziție. Acest fapt se datorează în primul rând energiei mici a fononilor săi, care face ca nivelul laser superior să aibă un timp de viață de 400 μs , mult mai mare decât în $Er:YAG$. Astfel, chiar la concentrații de Er^{3+} mai mari de 1%, în prezența relaxării încrucișate de pe ${}^4S_{3/2}$, populația acestui nivel este suficient de mare pentru a permite obținerea

efectului laser. Posibilitatea folosirii unor concentrații mai mari de ioni activi constituie un avantaj; ea poate duce (în principiu) la îmbunătățirea pompajului prin creșterea puterii absorbite ca și prin folosirea mecanismelor de conversie superioară prin transfer de energie (procesul $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$).

Pentru pompajul laserului cu $\text{Er}:\text{YLiF}_4$ pot fi folosite trei benzi de absorbție situate în infraroșul apropiat (vezi Fig. 3.2):

- 790-810 nm: tranziția ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. Al doilea pas al pompajului în acest caz îl pot constitui absorbțiile din stări excitate ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{211/2}$ (pentru lungimi de undă între 790 și 800 nm) sau ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ (pentru lungimi de undă în jur de 810 nm) sau procesul de transfer de energie $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$.
- 970 nm: tranziția ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Al doilea pas al pompajului în acest caz îl poate constitui absorbția din stare excitată ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ sau procesul de transfer de energie $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$. Secțiunile eficace ale proceselor de absorbție sunt mai mari în acest caz decât pentru pompajul la 810 nm [67].
- 1550 nm: tranziția ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. În acest caz cel de-al doilea pas poate fi un proces de conversie superioară de trei ioni $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{15/2}, {}^2H_{211/2})$ [77].

Procesele de absorbție enumerate mai sus au secțiuni eficace mai mari pentru radiația polarizată π decât pentru cea polarizată σ [67].

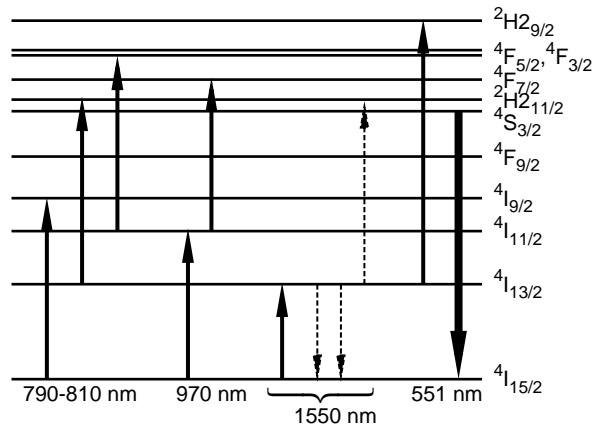


Figura 3.2. Mecanismele de pompaj folosite pentru obținerea emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ în $\text{Er}^{3+}:\text{YLF}$. Sunt reprezentate și tranziția laser și reabsorbția radiației laser din stare excitată. Cu linie întreruptă, procesul de transfer de energie între trei ioni $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{15/2}, {}^2H_{211/2})$.

Existența proceselor de absorbție din stare excitată la lungimea de undă laser face ca și în acest material să se obțină efectul de autopulsare semnalat în Er:YAG. Acest efect a fost observat pentru prima dată în Er:YLiF₄ de către McFarlane [65], care a arătat că fenomenul se datorează absorbției de pe nivelul ${}^4I_{13/2}$, folosind emisia laser pe tranziția ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (671 nm) ca sondă pentru populația nivelului ${}^4I_{13/2}$. S-a observat că, în cazul emisiei laser simultane pe ambele tranziții, emisia laser are loc în pulsuri la ambele lungimi de undă. Acest fapt a fost explicat prin modularea populației nivelului ${}^4I_{13/2}$ (nivel inițial pentru cel de-al doilea pas de pompa) de către emisia în pulsuri pe tranziția laser ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

În acest material, s-a obținut emisie laser pe tranzițiile ${}^4S_{3/2}(2) \rightarrow {}^4I_{15/2}(8)$ (551,251 nm) [78, 79], ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(6)$ (550,965 nm) [79, 77, 80] și ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(4)$ (544,075 nm) [79, 81, 80], unde numerele din parantezele rotunde indexează subnivelele Stark ale fiecărui nivel, numerotate începând cu 1 pentru cel de energia cea mai mică. Deși nu există date complete, se poate spune totuși că la temperatura camerei sunt favorizate primele două tranziții laser, care au ca nivel final un subnivel mai puțin populat al nivelului ${}^4I_{15/2}$ [78]. Emisie laser pe cea de-a treia tranziție s-a obținut doar la temperaturi criogenice [79, 77, 81, 80].

Tabelul 3.1. *Principalele rezultate privind emisia laser în Er:YLiF₄, listate în ordine cronologică.*

Referința	Concentrație	Pompaj	Lungime de undă de emisie	Temperatura de funcționare	Regim emisie	Putere/Energie maximă	Eficiență
[65] (1989)	5 at.%	791 nm longitudinal	551 nm (+671 nm)	< 85 K 65 K optim	autopulsat	$P = 2,5$ mW	
[82] (1989)	1 at.%	791 nm (diodă laser) polarizat π	551 nm	40 K optim <90 K	autopulsat	$P \simeq 100$ μ W	
		797 nm (laser cu colorant)	551 nm	40 K	autopulsat	$P_m = 4,2$ mW	Conversie 3,23%
[83] (1990)	5 at.%	797 nm (Ti:Al ₂ O ₃)	551,08 nm	70 K	autopulsat	$P = 430$ mW	
[79] (1991)	5 at.%	796,9 nm (Ti:Al ₂ O ₃) polarizat π	551,251 nm 550,965 nm	49 K optim	autopulsat	$P = 467$ mW	Conversie 10,6% Pantă 14%
[81] (1992)	5 at.%	1.55 μ m (laser NaCl)	554 nm	9 K	Comutat acustooptic	$E = 0,6$ μ J $P_{max} = 9$ W	
				Maxim 15 K	Mode-locked	$P_m = 2$ mW	

Tabelul 3.1. -continuare.

Referința	Concentrație	Pompaj	Lungime de undă de emisie	Temperatura de funcționare	Regim emisie	Putere/Energie maximă	Eficiență
[77] (1992)	5 at.%	1,55 μm (laser NaCl)	554 nm	9 K (maxim 15 K)	CW	$P = 33 \text{ mW}$	Pantă 11,6%
			551,6 nm	77 K (15 K-95 K)	CW		
[84] (1992)	5 at.%	1,55 μm (laser NaCl)	551,6 nm	9 K (15-95 K)	CW	$P = 33 \text{ mW}$	Pantă 11,6%
				10 K (maxim 15 K)	Mode-locked	$P_m = 2 \text{ mW}$	
			544 nm	< 15 K			
				9 K	Comutat acustooptic	$P_{max} = 9 \text{ W}$ $E = 0,6 \mu\text{J}$	
[66] (1993)	1 at.%	810 nm (Ti:Al ₂ O ₃) +647 nm (laser Kr)	551 nm (+ 850 nm)	Temperatura camerei	Generare liberă	0,95 mJ	
		810 nm (Ti:Al ₂ O ₃)	551 nm (+ 850 nm)	Temperatura camerei	Generare liberă	0,57 mJ	Pantă 20%

Tabelul 3.1. -continuare.

Referința	Concentrație	Pompaaj	Lungime de undă de emisie	Temperatura de funcționare	Regim emisie	Putere/Energie maximă	Eficiență
[85] (1993)	5 at.%	797 nm (diodă laser) polarizat π	≈ 551 nm	48 K	Generare liberă	93 mW	Conversie 5% Pantă 8%
[86] (1994)	1 at.%	810 nm (Ti:Al ₂ O ₃) CW	551 nm	Temperatura camerei	CW (chopped)	40 mW	Conversie 1,4% Pantă 10%
[67] (1994)	1 at.%	810 nm (Ti:Al ₂ O ₃) + 647 nm (Kr)	551 nm (+ 850 nm)	Temperatura camerei	Generare liberă	0,93 mJ	
		810 nm (Ti:Al ₂ O ₃)	551 nm (+ 850 nm)	Temperatura camerei	Generare liberă	0,57 mJ	Pantă 15%
		970 nm (Ti:Al ₂ O ₃)	551 nm	Temperatura camerei	Generare liberă	0,9 mJ	Pantă 14%
[87] (1997)	Er 1% Yb 3%	966 nm (Ti:Al ₂ O ₃) polarizat π	551 nm polarizat π	Temperatura camerei	CW (chopped)	37 mW	Conversie 2,3% Pantă 3,4%
					CW	33 mW	
	Er 1%	974 nm	551 nm	Temperatura camerei		22 mW	Conversie $\sim 1,4\%$

Tabelul 3.1 cuprinde rezultate experimentale obținute prin pompaj prin conversie superioară în mediul activ Er:YLiF₄. Majoritatea experimentelor au fost făcute cu medii active de concentrație 5 at.%, ca un compromis între îmbunătățirile aduse odată cu creșterea concentrației de participarea la pompaj a proceselor de transfer de energie și absorbția mai bună a pompajului pe de o parte și scăderea timpului de viață al nivelului laser inițial indusă de procesul de relaxare încrucișată ce devine mai probabil cu creșterea concentrației pe de altă parte.

Cele mai bune rezultate au fost obținute la temperaturi joase (sub 50 K) [79, 85]. Astfel, puterea maximă obținută în regim de generare liberă a fost de 467 mW [79] pentru pompaj cu un laser cu Ti:Al₂O₃ la 797 nm; în această lucrare, emisia laser a fost de fapt obținută în regim de autopulsare, puterea măsurată fiind puterea medie.

Prima încercare de a pompa un laser cu Er:YLiF₄ cu o diodă laser a aparținut lui Tong et al. [82]. S-a obținut emisie laser la 551 nm într-un mediu Er(1%):YLiF₄ folosind o diodă de pompaj la 791 nm, cu emisie polarizată π , la o temperatură a mediului activ de 40 K. Datorită suprapunerii mici între banda largă de emisie a diodei laser și banda îngustă de absorbție a mediului activ, radiația de pompaj a fost absorbită doar în proporție de 15%, rezultând o operare ineficientă a laserului. Emisia a avut loc în regim de autopulsare, cea mai mare putere medie obținută fiind de aproximativ 100 μ W. Pentru comparație, pompajul cu un laser cu colorant la 797 nm (efectuat de aceiași autori în cadrul lucrării citate) a fost absorbit în proporție de aproximativ 80%, rezultând o putere medie de emisie la 551 nm de până la 4,2 mW. Ulterior s-a reușit îmbunătățirea performanțelor laserilor cu Er:YLiF₄ pompați cu diodă folosind îngustarea liniei de emisie a diodei prin aplicarea unui rezonator extern mai selectiv pentru lungimea de undă [85]. S-a ajuns astfel la obținerea a 93 mW la 551 nm; panta eficienței a fost de 8%, iar temperatura de funcționare optimă - 48 K. Pompajul în acest caz a fost realizat predominant prin procese de absorbție succesive: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, urmat de dezexcitare neradiativă pe ${}^4I_{13/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$. Regimul de autopulsare obținut se poate datora concurenței dintre reabsorbția radiației laser și al doilea pas al pompajului pentru populația nivelului ${}^4I_{13/2}$.

Emisie continuă a fost obținută folosind pompajul la 1,55 μ m [77, 84]. În acest caz, cel de-al doilea pas al pompajului prin conversie superioară este dat de un proces de transfer de energie cooperativ între trei ioni: $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{15/2}, {}^2H_{11/2})$. Lipsa fenomenului de autopulsare a fost pusă pe seama răspunsului lent al mecanismului de conversie superioară cooperativă la schimbările densității de fotoni în rezonatorul laser, în comparație cu conversia superioară bazată pe absorbții multiple de fotoni. Prin acest mecanism de pompaj s-a obținut emisie la 554 nm pentru temperaturi mai joase de 15 K și la 551,6 nm pentru temperaturi sub 95 K. Puterea maximă obținută la 77 K a fost de 33 mW, cu o pantă a eficienței de 11,6%. Folosind același tip de pompaj, s-a obținut și emisie laser în regim comutat (acustooptic) și de blocare a modurilor [81, 84]. În regim comutat acustooptic s-au obținut pulsuri de energie 0,6 μ J cu o putere medie de 9 W. În regim de blocare a modurilor, s-au obținut pulsuri de 200 ps cu o frecvență de 1 kHz și putere medie 2 mW. Rezultatele în aceste regimuri mai pot fi îmbunătățite printr-

o proiectare adecvată a dispozitivelor (ambele dispozitive folosite pentru comutare și blocarea modurilor au fost proiectate pentru laser la $1,06 \mu\text{m}$).

S-a obținut și emisie la temperatura camerei, în cristale de concentrație mai mică (1 at.%) [66, 86, 67]. Alegerea unei concentrații mici de ioni activi pentru emisie la temperatura camerei duce la scăderea influenței relaxării încrucișate ce micșorează timpul de viață al nivelului ${}^4S_{3/2}$; cu creșterea temperaturii, nivelul laser inferior este din ce în ce mai populat, pentru obținerea unei inversii de populație peste valoarea de prag fiind necesară lungirea timpului de viață al nivelului laser inițial.

Au fost studiate trei mecanisme de pompaj la temperatura camerei:

1. Pompaj la 810 nm, folosind un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$; această lungime de undă corespunde proceselor de absorbție ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (din stare fundamentală) și ${}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4F_{3/2}, {}^4F_{5/2})$ (din stare excitată). Acest tip de pompaj are dezavantajul unei secțiuni eficiente de absorbție foarte mică pentru absorbția din stare fundamentală [67].
2. Pompaj la 810 nm cu un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, însoțit de pompaj la 647 nm cu un laser cu krypton; lungimea de undă de 647 nm corespunde absorbției din stare fundamentală ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$. Această tranziție are secțiune eficace de absorbție mai mare decât absorbția la 810 nm din starea fundamentală, iar populația de pe nivelul ${}^4F_{9/2}$ ajunge pe ${}^4I_{11/2}$ prin procese multifononice, crescând populația disponibilă pentru absorbția din stare excitată ${}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4F_{3/2}, {}^4F_{5/2})$ și îmbunătățind astfel pompajul.
3. Pompaj la 970 nm, folosind un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. Această lungime de undă corespunde absorbției din starea fundamentală ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ și absorbției din stare excitată ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$.

Pentru pompajul la 810 nm în pulsuri de durată aproximativ $50 \mu\text{s}$ [66, 67], s-a obținut emisie la 551 nm împreună cu 850 nm (tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$). Fenomenul a fost observat și pentru pompajul simultan la 810 nm și la 647 nm și se poate datora faptului că, la temperatura camerei, este mult mai ușor de obținut inversie de populație între nivelele ${}^4S_{3/2}$ și ${}^4I_{13/2}$ decât între ${}^4S_{3/2}$ și nivelul fundamental, mult mai populat. Din această cauză, performanțele obținute în aceste condiții (energia pulsului 0,93 mJ pentru pompaj simultan la 810 nm și 647 nm, respectiv 0,57 mJ și panta eficienței 15% pentru pompaj la 810 nm) nu pot fi comparate cu performanțele obținute la temperaturi mai joase.

Pentru pompaj în undă continuă la 810 nm [86], s-a obținut emisie la 551 nm cu o pantă a eficienței de 10%, eficiență de conversie optic-optic 1,4% și putere maximă 40 mW. S-a folosit un chopper pentru a modula intensitatea fascicului de pompaj și a permite astfel răcirea mai eficientă a mediului activ. Puterea maximă de pompaj a fost de 3 W; pentru a crește puterea radiației la 810 nm în rezonatorul laser s-au folosit oglinzi de ieșire cu reflectivitate mare la 810 nm; reflexia radiației de pompaj pe oglinda de ieșire constituie feedback pentru laserul de pompaj ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$), contribuind astfel la creșterea puterii de pompaj. Aceste tehnici au dus la obținerea unei puteri de pompaj de 12 W în rezonatorul laser, din

care aproximativ 400 mW au fost absorbiți în mediul activ; astfel că eficiența de conversie față de puterea absorbită a fost de ordinul 10%.

Pompaajul la 970 nm a fost efectuat cu un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ în pulsuri, cu o durată a pulsului de 4 μs [67]. S-a obținut emisie la 551 nm cu o energie maximă pe puls de 0,9 mJ și putere de vârf 225 W. Panta eficienței în acest caz a fost de 14%; nu s-a raportat apariția emisiei laser la 850 nm.

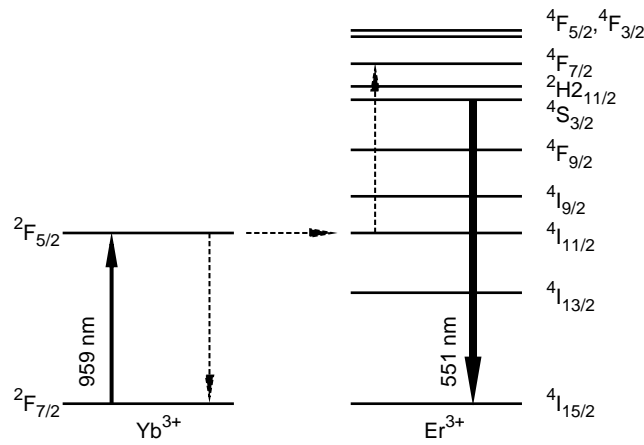


Figura 3.3. Mecanismul de pompaaj folosit în referința [87]. Primul pas: absorbție de pe nivelul fundamental în Yb^{3+} la 959 nm; al doilea pas: transferul de energie ($\text{Yb}^{3+}({}^2F_{5/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{15/2}) \rightarrow (\text{Yb}^{3+}({}^2F_{7/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{11/2}))$); al treilea pas: transferul de energie ($\text{Yb}^{3+}({}^2F_{5/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{11/2}) \rightarrow (\text{Yb}^{3+}({}^2F_{7/2}), \text{Er}^{3+}({}^4F_{7/2}))$).

Un alt mecanism de pompaaj, bazat pe conversia superioară prin transfer de energie, a fost folosit în referința [87]. Mediul activ utilizat a fost un cristal de YLiF_4 dopat cu 1% Er^{3+} (pentru a evita scăderea timpului de viață al nivelului laser superior datorită relaxării încrucișate) și 3% Yb^{3+} , aflat la temperatura camerei. Pompaajul a fost efectuat în undă continuă cu un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ în jurul lungimii de undă 959 nm (955 - 974,5 nm), cu o putere maximă de 1,6 W. Ionul Yb^{3+} este astfel excitat pe nivelul ${}^2F_{5/2}$. Un al doilea pas al mecanismului de pompaaj este transferul de energie ($\text{Yb}^{3+}({}^2F_{5/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{15/2}) \rightarrow (\text{Yb}^{3+}({}^2F_{7/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{11/2}))$). Al treilea pas este procesul de transfer de energie ($\text{Yb}^{3+}({}^2F_{5/2}), \text{Er}^{3+}({}^4I_{11/2}) \rightarrow (\text{Yb}^{3+}({}^2F_{7/2}), \text{Er}^{3+}({}^4F_{7/2}))$), după care ionii de Er^{3+} excitați ajung pe nivelul ${}^4S_{3/2}$ prin dezexcitări neradiative succesive. Mecanismul de pompaaj este prezentat în Fig. 3.3. Lungimea de undă optimă pentru pompaaj a fost de 966 nm; s-a obținut astfel emisie în undă continuă la 551 nm, cu o putere maximă de 37 mW (la 1,58 W putere de pompaaj) și o pantă a eficienței de 3,4% (corespunzând unei eficiențe optic-optic de 2,3%). Nu s-au observat probleme termice în mediul activ; inițial, fasciculul de pompaaj a fost modulată cu un chopper pentru a permite răcirea cristalului laser; folosirea unui sistem de răcire cu apă (fără modularea fasciculului de pompaaj) a dus la o scădere a puterii emise cu doar 10%. Compararea acestui tip de laser cu un laser

cu $\text{Er}(1\%):\text{YLiF}_4$ a fost favorabilă primului în ce privește puterea emisă și panta eficienței, dar defavorabilă în ce privește eficiența raportată la puterea absorbită (o presupunere în acest sens a fost că, în cazul mecanismului bazat pe transfer de energie, se pierde excitații datorită transferului de energie înapoi, nivelul ${}^4I_{11/2}$ al Er^{3+} – care participă la transferul de energie – având un timp de viață lung).

3.2.4 Er: BaY_2F_8

Utilizarea cristalului $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ ca mediu activ pentru laseri cu pompaj prin procese de conversie superioară a fost inițiată de Johnson și Guggenheim în lucrarea lor [3], în care raportau pentru prima dată emisie laser obținută prin pompaj prin conversie superioară.

În acest material s-a obținut emisie laser [88] în verde pe tranzițiile:

- ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(4)$ - lungimea de undă 544,95 nm;
- ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(6)$ - lungimea de undă 551,66 nm;
- ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(8)$ - lungimea de undă 554,10 nm,

folosind pompajul cu un laser cu $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ la lungimi de undă în jurul a 790 nm (mecanism de pompaj: absorbții succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$, însoțite de procese de relaxare multifonică) și 970 nm (mecanism de pompaj: absorbții succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ și ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$). Emisie în verde pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ s-a obținut pentru lungimi de undă de pompaj între 778,98 nm și 808,07 nm, iar pentru mecanismul bazat pe absorbție din starea excitată ${}^4I_{11/2}$ – 968,76 nm. Radiația laser obținută nu a fost caracterizată.

3.2.5 Er: KYF_4

Emisie laser în $\text{Er}(1\%):\text{KYF}_4$ pe această tranziție s-a obținut pentru prima dată de către Brede et al. [72]. Experimentele au fost realizate la temperatura camerei, folosind pompajul în pulsuri cu un laser cu $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ la aproximativ 810 nm și cu un laser auxiliar de pompaj cu krypton cu emisie la 647 nm. Lungimea de undă de 810 nm corespunde mecanismului de pompaj bazat pe absorbțiile succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$. Pompajul auxiliar la 647 nm are rolul de a crește populația nivelului ${}^4I_{11/2}$, deoarece secțiunea de absorbție din starea fundamentală pe nivelul ${}^4I_{9/2}$ este mică ($5 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$).

Energia maximă de emisie obținută la lungimea de undă de 562 nm (radiație polarizată π) în aceste experimente a fost de aproximativ 140 μJ , pentru pompaj simultan la cele două lungimi de undă de mai sus. Folosind pentru pompaj doar laserul cu $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ la 810 nm s-au obținut rezultate mai slabe (maxim 38 μJ). Rezultatele au fost raportate și în lucrarea [67].

3.2.6 Er: LiLuF_4

Cristalul $\text{Er}:\text{LiLuF}_4$ este un material propus relativ recent pentru emisia laser în verde pompată prin conversie superioară [89, 90]. Materialul are aceeași structură

cu LiYF_4 , dar prezența ionilor mai grei de Lu^{3+} (în locul ionilor Y^{3+}) face ca fononii săi să aibă energii mai mici. Un alt avantaj al $\text{Er}:\text{LiLuF}_4$ îl reprezintă despicarea mai mare a nivelelor ionului Er^{3+} , care poate duce în principiu la o mai bună distribuire a populației termice pe subnivelele laser și pe cele ce participă la pompaj. Pompajul poate fi realizat în două domenii spectrale accesibile diodelor laser:

- 810 nm; mecanismul de pompaj: absorbții succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}, {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$;
- 970 nm; mecanismul de pompaj: absorbții succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$;

Emisia laser are loc la lungimea de undă de 552 nm.

Experimentele laser [90] au fost realizate la temperatura camerei, folosind un rezonator monolitic, cu oglinzi exterioare pentru radiația de pompaj ce asigurau până la patru treceri ale acesteia prin mediul activ pentru îmbunătățirea absorbției pompajului. Cristalul laser folosit conținea 1% Er^{3+} . Pentru pompajul cu laser $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ în undă continuă la 970 nm, puterea maximă obținută la 552 nm a fost de 213 mW (la 2,6 W putere de pompaj incidentă), cu o pantă a eficienței de 12% raportată la puterea incidentă, sau 35% raportată la puterea absorbită. Cu același montaj, s-a obținut emisie laser și pentru pompaj cu diodă laser; dioda folosită avea centrul liniei de emisie la 968 nm, cu o lărgime a benzii de emisie de aproximativ 4 nm, distribuția spectrală suprapunându-se bine peste liniile de absorbție din stare fundamentală și din stare excitată ale mediului activ. Puterea absorbită a fost estimată în acest caz la 10%-12%. Puterea maximă obținută a fost de 8 mW (pentru o putere de pompaj incidentă de 2,5 W), cu o pantă a eficienței (raportată la puterea absorbită) de 14%.

Mai recent, performanțele obținute în acest cristal la temperatura camerei au fost îmbunătățite [91] folosind pompajul cu un laser cu semiconductor pompat optic și îmbunătățind absorbția pompajului printr-o schemă optică cu patru treceri ale radiației de pompaj prin cristalul de $\text{Er}:\text{LiLuF}_4$. S-a folosit un cristal de lungime 1,6 mm și concentrație 1% plasat într-un rezonator emisferic. Pentru pompajul prin conversie superioară al cristalului de $\text{Er}:\text{LiLuF}_4$ s-au folosit (separat) două lungimi de undă: 968 nm și 974 nm. Spre deosebire de diodele laser obișnuite, laserul cu semiconductor pompat optic are o lărgime a benzii de emisie mai mică (aproximativ 1 nm) și o calitate bună a fasciculului emis ($M^2 \simeq 2$). Acest fapt, împreună cu configurația cu parcurs multiplu al radiației de pompaj în mediul activ, a permis îmbunătățirea absorbției pompajului: aproximativ 30% din radiația incidentă a fost absorbită în mediul activ, pentru pompajul la 974 nm (constatat cel mai eficient). Pentru aceeași lungime de undă de pompaj, s-a obținut o putere de emisie de 760 mW în undă continuă (pompaj modulată cu un chopper mecanic la 50% duty cycle), cea mai mare putere emisă de un laser pompat prin conversie superioară la temperatura camerei. Panta eficienței estimată de autori a fost de 32%, raportată la puterea absorbită.

3.2.7 Fibre dopate cu erbiu

Fibrele laser dopate cu erbiu sunt de asemenea un mediu activ promițător pentru emisia laser în verde la temperatura camerei. Avantajele lor față de cristalele laser masive sunt:

- Secțiuni ale mediului activ de arie foarte mică (tipic, $\sim 10 \mu\text{m}^2$), care asigură intensități mari ale radiației de pompaj pe toată lungimea acestuia;
- Lungime mare a mediului activ;
- Lărgimea mare a liniilor de absorbție ale ionului activ în sticlă face posibil pompajul cu diodă laser.

Principalele procese ce influențează funcționarea acestui tip de laseri sunt prezentate în Fig. 3.4.

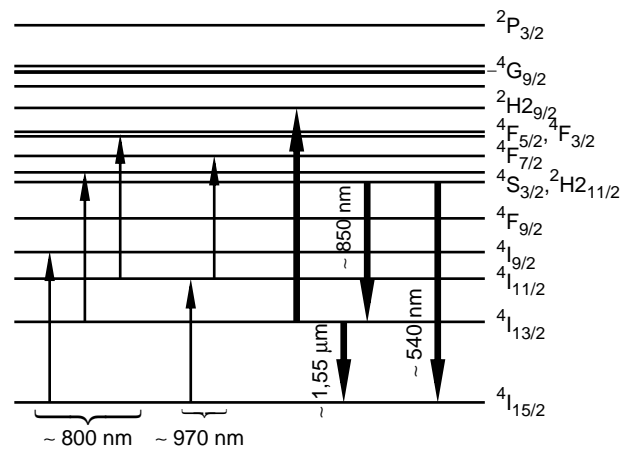


Figura 3.4. Procesele ce influențează emisia fibrelor laser dopate cu Er^{3+} în verde. Cu linie subțire au fost reprezentate procesele de pompaj la lungimi de undă în jurul a 800 nm și în jurul a 970 nm . Cu linie groasă au fost reprezentate tranzițiile laser la $1,55 \mu\text{m}$, 850 nm și 540 nm , precum și absorbția parazită a emisiei laser la 540 nm de pe nivelul excitat $4I_{13/2}$.

Materialul cel mai des utilizat este o sticlă din fluoruri de zirconiu, bariu, lantan, aluminiu și sodiu (ZBLAN), datorită spectrului său fononic mai îngust decât al sticlelor silicatice, cu fononi de energie mai mică. Schema uzuală a acestui tip de laser presupune confinarea atât a radiației de pompaj, cât și a celei emise, în miezul fibrei. Mai recent [90], au fost propuse și fibre cu trei straturi concentrice (dintre care doar miezul central este dopat cu ioni activi laser), cu propagarea radiației emise în miezul fibrei, iar a celei de pompaj în stratul imediat următor. Acest tip de fibră face posibilă utilizarea pentru pompaj a unui fascicul de calitate mai slabă, ce poate fi cuplat mai ușor într-un miez mai gros, de apertură numerică mai mare.

Una din problemele fibrelor laser dopate cu erbiu cu emisie pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ este cauzată chiar de necesitatea obținerii inversiei de populație între cele două nivele laser [92]. Deoarece nivelul ${}^4I_{13/2}$ este gol la pornirea pompajului, nefiind populat la temperatura camerei, inversia de populație între ${}^4S_{3/2}$ și acest nivel este obținută mai repede decât între ${}^4S_{3/2}$ și nivelul fundamental. Acest fapt duce la emisie pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (~ 850 nm), care concurează emisia utilă în verde. Nivelul ${}^4I_{13/2}$ având timpul de viață cel mai lung dintre nivelele ionului Er^{3+} , populația sa crește repede, iar emisia laser parazită se stinge. Totuși, în cazul în care pompajul nivelului ${}^4S_{3/2}$ este realizat folosind ca nivel intermediar ${}^4I_{13/2}$, absorbția din stare excitată goleşte acest nivel, creând din nou condiții pentru amplificarea emisiei parazite. Chiar în lipsa emisiei laser parazite, există emisie spontană destul de intensă la 850 nm, care este amplificată în fibră. Deoarece intervalul de lungimi de undă corespunzător absorbției din stare excitată ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{21/2}$ este 783 nm - 807 nm, alegerea unei lungimi de undă de pompaj în afara acestui interval poate împiedica apariția emisiei parazite la 850 nm. Rămân disponibile lungimi de undă corespunzătoare tranziției ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ (~ 810 nm) și cele corespunzătoare tranziției ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ (~ 970 nm).

Emisia laser în fibre dopate cu Er^{3+} prin pompaj prin conversie superioară a fost obținută pentru prima dată de Whitley et al. [93]. Fibră folosită a fost una din sticlă ZBLAN dopată cu 500 ppm Er^{3+} . Sursa de pompaj folosită a fost un laser cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ în jurul lungimii de undă de 800 nm. S-a obținut emisie laser în undă continuă pe mai multe linii corespunzând tranziției ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ între 543 nm și 548 nm, pentru lungimi de undă de pompaj situate în intervalul 791 nm - 812 nm. Sensibilitatea relativ scăzută a emisiei laser la lungimea de undă de pompaj face posibil pompajul fibrei folosind o diodă laser cu bandă de emisie mai largă decât a laserului cu $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. Puterea maximă obținută a fost de 23 mW, corespunzând lungimii de undă de pompaj 801 nm. Scăderea pantei eficienței la puteri mari de pompaj a fost explicată prin declanșarea emisiei simultane pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Panta maximă a eficienței (raportată la puterea absorbită) a fost de 11%. Efectul absorbției parazite la lungimea de undă de emisie a laserului (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$) se manifestă prin creșterea pragului de emisie cu deplasarea lungimii de undă de pompaj spre lungimi de undă mai mari; astfel, cu creșterea lungimii de undă, predominant devine rolul absorbției de pe nivelul excitat ${}^4I_{11/2}$, golirea nivelului cu timp de viață lung ${}^4I_{13/2}$ fiind astfel mai puțin eficientă.

Emisie laser acordabilă între 540 și 545 nm a fost obținută de Allain et al. [94] într-o fibră din ZBLAN de lungime 1,2 m, folosind pentru pompaj un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ cu emisie la 970 nm. Acest tip de pompaj evită emisia laser parazită de la 850 nm. Pentru a diminua absorbția din stare excitată la lungimea de undă de emisie a laserului (tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$), s-a folosit emisia laser simultană la 1,55 μm (tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$), care depopulează nivelul ${}^4I_{13/2}$. S-a observat și un alt proces parazit de absorbție din stare excitată la lungimea de undă de emisie a laserului: ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4G_{9/2}$; acest proces a fost evidențiat de fluorescența de pe nivelul ${}^2P_{3/2}$ (la 470 nm - tranziția ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, și 620 nm - tranziția ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$). Această fluorescență crește în intensitate când laserul funcționează, ceea ce a dus la concluzia că este provocată de absorbția la lungimea de undă de emisie. S-au obținut 50 mW putere de ieșire, cu o eficiență de 15% (raportat la puterea incidentă

de pompaș).

Emisia pompată cu diodă laser cu emisie la 801 nm s-a obținut de către Mascicott et al. [95]. Mediul activ laser a fost o fibră de lungime 3 m, dopată cu 500 ppm Er^{3+} . Emisia a avut loc la lungimea de undă de 544 nm, cu o putere de 3 mW (pentru putere de pompaș incidentă de 40 mW), panta eficienței fiind în intervalul 10-16% (în funcție de reflectivitatea oglinzii de ieșire).

3.3 Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$

Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ este o tranziție laser autosaturată, timpul de viață al nivelului laser final fiind mult mai lung decât timpul de viață al nivelului laser inițial. Din această cauză, emisie laser în undă continuă pe această tranziție s-a obținut doar prin mecanisme de pompaș ce folosesc nivelul ${}^4I_{13/2}$ ca nivel inițial pentru al doilea pas de pompaș, depopulându-l astfel și evitând autosaturarea emisieii laser.

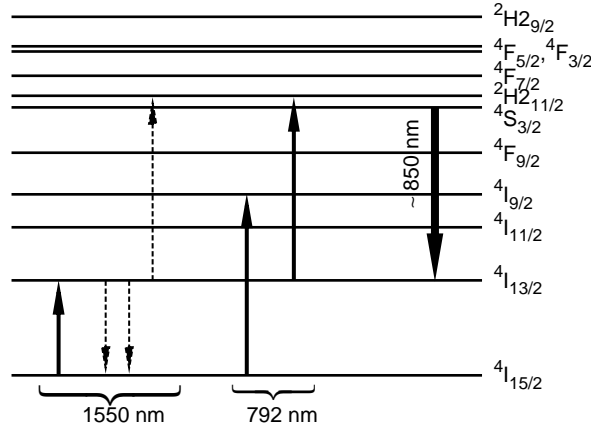


Figura 3.5. Procesele de pompaș folosite pentru obținerea emisieii laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Cu linie întreruptă: procesul de transfer de energie cooperativ (${}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2} \rightarrow ({}^2H2_{11/2}, {}^4I_{15/2}, {}^4I_{15/2})$).

Astfel, s-a obținut emisie laser în regim de generare liberă în $\text{Er}(5\%):\text{YLiF}_4$ la 110 K [96], pompașul fiind asigurat de un laser cu Er:sticlă cu emisie la 1,53 μm , corespunzător absorbtiei ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Procesul de transfer de energie (${}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2} \rightarrow ({}^2H2_{11/2}, {}^4I_{15/2}, {}^4I_{15/2})$) constituie cel de-al doilea pas al mecanismului de pompaș. Acest proces contribuie la golirea nivelului ${}^4I_{13/2}$, asigurând astfel inversia de populație între cele două nivele laser. De fapt, un singur ion excitat din starea ${}^4I_{13/2}$ pe nivelul ${}^4S_{3/2}$ reprezintă o creștere a inversiei de populație cu patru unități. Procesele ce au loc în acest tip de laser sunt reprezentate în Fig. 3.5.

Același mecanism de pompaș a fost folosit și în $\text{Er}(5\%):\text{CaF}_2$ pentru a obține emisie în undă continuă la 855 nm la temperatura azotului lichid [97]. Pompașul a

fost realizat cu un laser cu centri de culoare în NaCl, cu emisie la $1,51 \mu\text{m}$. Maximul puterii emise a fost de 64 mW, la 235 mW putere de pompaj absorbită, indicând o eficiență totală de 26% (maximul eficienței prevăzut de modelul dezvoltat de autori a fost de 60%). Panta eficienței a fost de 28% (raportată la puterea absorbită).

Pentru pompajul la $1,55 \mu\text{m}$ (laser Er:sticlă), nu s-a putut obține emisie la 850 nm în Er(5%):BaY₂F₈ [98]. Cristalul a putut fi răcit până sub 100 K. S-a obținut în schimb emisie laser în acest mediu prin pompaj direct folosind o lampă flash cu xenon, la temperaturi joase. Lungimea de undă de emisie a fost de 852 nm.

Emisie eficientă în Er(5%):YLiF₄ la temperaturi apropiate de temperatura camerei a fost raportată în lucrarea [99]. Pompajul a fost realizat folosind un laser cu centri de culoare în NaCl, la $1,55 \mu\text{m}$. Pasul al doilea al procesului de pompaj s-a demonstrat că este de natură cooperativă, bazat pe același proces de transfer de energie între trei ioni prezentat în Fig. 3.5. Funcționarea optimă a laserului s-a obținut la temperatura de 77 K, cu un maximum de putere emisă de 120 mW, pantă de 20% și o eficiență totală de 20%. S-a constatat că, pentru pompaj la lungimi de undă între $1,45 \mu\text{m}$ și $1,51 \mu\text{m}$ se obține emisie laser la lungimea de undă de 850,6 nm (tranziția ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(4)$); pentru lungimi de undă de pompaj mai mari de $1,5045 \mu\text{m}$, lungimea de undă de emisie a laserului se mută la 854,3 nm (tranziția ${}^4S_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(6)$). Laserul funcționează până la temperaturi în jur de 200 K.

Cea mai mare putere de emisie a unui laser cu erbiu pe această tranziție a fost raportată de Möbert et al. [100]. În această lucrare s-au obținut 1,2 W putere emisă în undă continuă la 850 nm (pentru $\sim 12,1$ W putere de pompaj absorbită), folosind un mediu activ Er(1%):YLiF₄, pompat cu un laser cu Ti:Al₂O₃ la 792 nm. Funcționarea laserului a avut loc la temperatura camerei. Mecanismul de pompaj a constat în două absorbții succesive ale radiației de pompaj: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$, însoțite de procese de relaxare multifononică. Frecvența radiației emise la 850 nm a fost dublată folosind un cristal neliniar optic LBO, situat în interiorul rezonatorului laser. În acest fel s-a obținut emisie de radiație coerentă în albastru, la 425 nm, cu un maximum de putere emisă de 425 mW.

Emisia laser pe această tranziție apare și în laserii fibră dopați cu erbiu, ca efect parazit la operarea lor pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Emisie laser doar la 850 nm s-a obținut prin pompaj prin conversie superioară la 800 nm de către Millar et al. [101]. S-a obținut de asemenea amplificare de 23 dB la 850 nm într-o fibră de ZBLAN dopată cu 500 ppm Er³⁺, de 12 m lungime și diametru al miezului de 9 μm , pentru o putere de pompaj absorbită de 700 mW (laser cu Ti:Al₂O₃ cu emisie la 801 nm) [102]. Un efect secundar observat în acest caz a fost emisia puternică de fluorescență în verde; emisia la 850 nm s-a dovedit eficientă, obținându-se efect laser chiar și numai în rezonatorul format de capetele șlefuite ale fibrei.

3.4 Tranziția ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$

Pe tranziția ${}^2H_{9/2}(1) \rightarrow {}^4I_{11/2}(3)$ s-a obținut emisie laser la 701,5 nm folosind pompajul la $1,5 \mu\text{m}$ cu un laser cu centri de culoare în NaCl în undă continuă, într-un mediu activ Er(5%):YLiF₄ [103]. Mecanismul de pompaj este format din succesiunea de procese ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, (${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{13/2}$) \rightarrow (${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{15/2}$,

$^4G_{11/2}$) (vezi Fig. 3.6). Cel de-al doilea pas reprezintă un proces de transfer de energie cooperativ între patru ioni, în care trei ioni aflați pe nivelul $^4I_{13/2}$ cedează simultan energia lor unui al patrulea ion aflat pe același nivel pentru a-l excita pe nivelul $^4G_{11/2}$. Nivelul laser inițial este populat prin procese de relaxare multifonică. Acesta este primul laser care folosește ca mecanism de pompaj un proces de conversie superioară implicând patru ioni. Emisia laser a fost obținută la temperaturi joase (sub 10 K), în undă continuă; puterea maximă emisă a fost de $\sim 360 \mu\text{W}$, eficiența totală 0,06%, iar panta eficienței 0,09%.

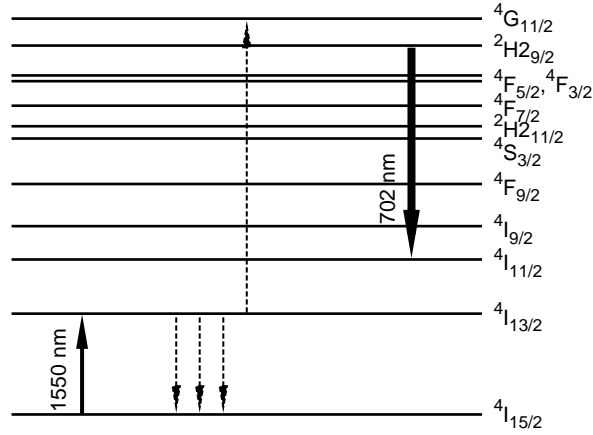


Figura 3.6. Mecanismul de pompaj folosit pentru obținerea emisiei laser pe tranziția $^2H_{29/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. Cu linie întreruptă: procesul de transfer de energie cooperativ ($^4I_{13/2}, ^4I_{13/2}, ^4I_{13/2}, ^4I_{13/2} \rightarrow (^4I_{15/2}, ^4I_{15/2}, ^4I_{15/2}, ^4G_{11/2})$).

3.5 Tranziția $^2H_{29/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$

Prima raportare a emisiei laser pe această tranziție a fost făcută de Hebert et al. [104], care au folosit un cristal $\text{Er}(1\%):\text{YLiF}_4$. S-au încercat (separat) două lungimi de undă de pompaj: 796,9 nm și 969,3 nm, ambele provenind de la un laser cu $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$. Mecanismul de pompaj propus este reprezentat în Fig. 3.7:

- Primul pas: absorbție din starea fundamentală $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, urmat de relaxare multifonică pe $^4I_{11/2}$ (pentru 796,9 nm), sau $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (pentru 969,3 nm);
- Al doilea pas: transfer de energie ($^4I_{11/2}, ^4I_{11/2} \rightarrow (^4I_{15/2}, ^4F_{7/2})$), urmat de relaxare multifonică pe $^4S_{3/2}$;
- Al treilea pas: transfer de energie ($^4S_{3/2}, ^4I_{13/2} \rightarrow (^4I_{15/2}, ^2H_{29/2})$).

S-a obținut emisie laser la temperaturi sub 40 K; în acest domeniu oscilează atât tranziția $^2H_{29/2}(1) \rightarrow ^4I_{13/2}(5)$ (560,6 nm, polarizare π), cât și $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$

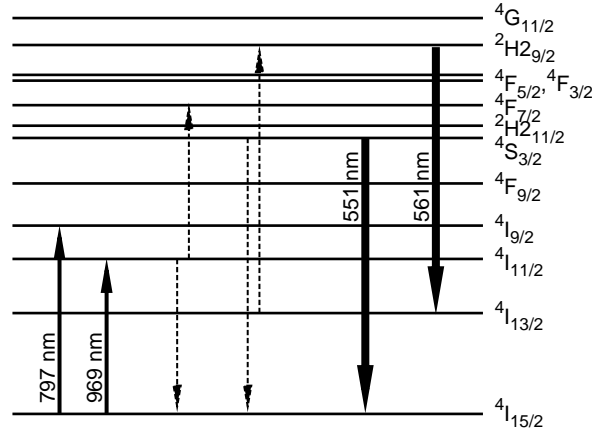


Figura 3.7. Mecanismele de pompaj ce au fost folosite pentru obținerea emisiei laser pe tranziția ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Cu linie punctată: procesele de transfer de energie. S-a obținut emisie laser simultană pe tranzițiile ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ și ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (reprezentate în figură cu linie groasă).

(551 nm). Sub 25 K s-a obținut totuși emisie predominant pe tranziția ${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. La temperaturi mai mari de 40 K, emisia laser are loc doar pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Regimul de emisie a fost cel de undă continuă; doar la 551 nm s-a observat fenomenul de autopulsare. Puterea maximă emisă la 560,6 nm a fost de 3,5 mW pentru o putere de pompaj incidentă de 200 mW la lungimea de undă de 969,3 nm.

Emisie pe această tranziție la 560,66 nm (aceleași nivele Stark identificate ca fiind nivelul laser inițial și final) s-a obținut în lucrarea [79] într-un cristal $\text{Er}(5\%):\text{YLiF}_4$. Această tranziție, deși defavorizată de rezonator (care fusese proiectat pentru emisie laser la 551 nm), a produs emisie laser puternică la temperaturi sub 20 K. Pompajul a fost realizat cu un laser cu $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ la lungimea de undă de 796,9 nm.

Încercarea de a obține emisie laser pe această tranziție într-un mediu activ $\text{Er}(4\%):\text{Ba}_2\text{YCl}_7$ au fost infructuoase [105]. Autorii lucrării [105] au demonstrat prin calcule, folosind parametrii spectroscopici ai materialului, că în acest mediu nu se poate obține emisie laser în undă continuă datorită raportului nefavorabil al timpilor de viață ai nivelelor laser; modelul lasă totuși posibilitatea emisiei la pompaj în pulsuri mai scurte decât timpul de autosaturare a tranziției laser prin umplerea nivelului final. S-a încercat pompajul cu un două fascicule laser suprapuse (unul la lungimea de undă de 798,3 nm, corespunzătoare absorbției din starea fundamentală pe ${}^4I_{9/2}$, celălalt la lungimea de undă de 825,5 nm, corespunzătoare absorbției din stare excitată ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$) modulate mecanic. Modelul elaborat de autori este totuși incomplet, neglijând total procesele de transfer de energie. Acest fapt a avut ca rezultat o inexactitate destul de mare în precizarea pragului de emisie laser

pentru pompaj în pulsuri: deși pragul fusese apreciat la o valoare de ~ 800 mW, experimental, pompajul cu puteri până la 1,4 W la 800 nm nu a dus la obținerea emisiei laser.

3.6 Tranziția ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$

Emisia laser pe această tranziție a fost studiată de Hebert et al. [104], folosind un cristal $\text{Er}(1\%):\text{YLiF}_4$. S-a obținut emisie la 469,7 nm (tranziția ${}^2P_{3/2}(1) \rightarrow {}^4I_{11/2}(4)$). Au fost folosite două mecanisme diferite de pompaj:

- Pompaj la 653,2 nm, corespunzător absorbției din starea fundamentală pe nivelul ${}^4F_{9/2}$. În acest caz suma energiilor a doi fotoni de pompaj este prea mică pentru a excita nivelul laser inițial. Autorii au propus un mecanism de pompaj în trei pași, primul pas fiind absorbția din starea fundamentală, cel de-al doilea - procesul de transfer de energie (${}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$) (nivelul ${}^4I_{11/2}$ fiind populat prin procese de relaxare multifonică), iar al treilea pas - transferul de energie (${}^4F_{9/2}, {}^4S_{3/2} \rightarrow ({}^2K_{13/2}, {}^4I_{15/2})$) (însoțit de crearea de fononi pentru că transferul nu este perfect rezonant). Nivelul ${}^2P_{3/2}$ este populat prin relaxare multifonică de pe nivelul ${}^2K_{13/2}$.

S-a obținut emisie în undă continuă până la temperatura de 35 K, cu un maxim al puterii de emisie la 10 K; la această temperatură, puterea maximă emisă a fost de 6 mW, pentru o putere de pompaj incidentă de 130 mW.

- Pompajul la 969,3 nm (corespunzător tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) și cel la 796,9 nm (corespunzător tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) populează nivelul ${}^2P_{3/2}$ prin mecanisme asemănătoare. De fapt, pompajul în nivelul ${}^4I_{9/2}$ populează nivelul ${}^4I_{11/2}$ prin procese multifonice. În acest caz, mecanismul de pompaj trebuie să mai cuprindă un pas, propus ca fiind un proces de transfer de energie între un ion excitat pe nivelul ${}^4I_{11/2}$ și unul excitat pe ${}^4I_{13/2}$, proces ce populează nivelul ${}^4F_{9/2}$. Rezultatele în acest caz au fost mai modeste, puterea maximă obținută la 469,7 nm fiind de numai 2 mW pentru o putere de pompaj incidentă de 700 mW.

Procesele ce participă la popularea nivelului laser inițial sunt prezentate în Fig. 3.8. S-a obținut emisie laser pe această tranziție și în $\text{Er}(5\%):\text{BaY}_2\text{F}_8$, la lungimea de undă de 470,29 nm, între primul nivel Stark al nivelului ${}^2P_{3/2}$ și al cincilea nivel Stark al lui ${}^4I_{11/2}$ [88]. Pentru pompaj, s-au folosit pe rând lungimile de undă de 790 nm și 970 nm. Emisia în albastru s-a dovedit sensibilă la lungimea de undă a laserului de pompaj $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$, o ușoară schimbare a acesteia ducând la încetarea emisiei în albastru și pornirea emisiei în verde, pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Pentru pompajul la 970 nm, s-a obținut emisie laser simultană pe tranziția ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ și pe tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (la $1,53 \mu\text{m}$). Experimentele au avut loc la temperaturi între 5 K și 20 K pentru pompaj la 790 nm și la 28 K pentru pompaj la 970 nm.

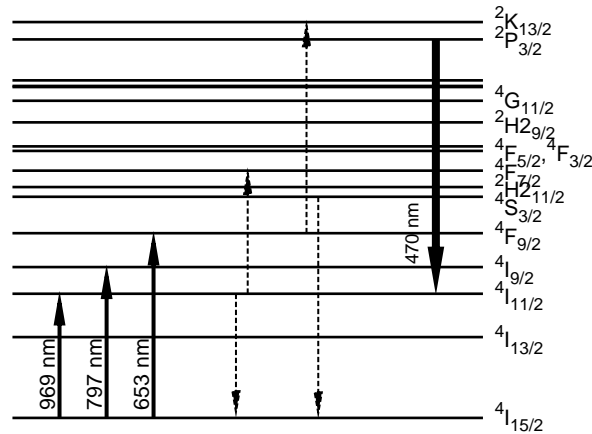


Figura 3.8. Mecanismele de populare a nivelului $2P_{3/2}$ pentru obținerea emisiei laser pe tranziția $2P_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$. Cu linie întreruptă au fost reprezentate procesele de transfer de energie; cu linie groasă, tranziția laser.

3.7 Concluzii

Până în prezent, s-a obținut emisie laser în cristale și fibre dopate cu erbiu, pompate prin procese de conversie superioară în următoarele domenii spectrale:

- 850 nm (tranziția $4S_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$). În acest domeniu s-a obținut emisie laser atât în cristalul Er:YLiF₄, cât și în fibre de sticlă (ZBLAN). Datorită autosaturării tranziției laser, e necesar ca pompa să implice nivelul $4I_{13/2}$ ca nivel intermediar. Prin dublarea frecvenței s-a obținut emisie la 425 nm, cu un randament relativ scăzut.
- 702 nm (tranziția $2H_{9/2} \rightarrow 4I_{11/2}$). Emisie la această lungime de undă s-a obținut în Er:YLiF₄ prin pompa bazat pe un proces de transfer de energie între patru ioni, la temperaturi sub 10 K; eficiența de emisie a fost foarte mică.
- 671 nm (tranziția $4F_{9/2} \rightarrow 4I_{15/2}$). Emisia laser pe această tranziție a fost obținută la temperaturi joase (sub 77 K), cu puteri de emisie de până la 1 mW în undă continuă.
- 560 nm (tranziția $2H_{9/2} \rightarrow 4I_{13/2}$). Pompa acestui tip de laser la lungimi de undă mai mari de 970 nm implică trei pași în mecanismul de conversie superioară, deci o eficiență mai scăzută. S-a obținut emisie laser pe această tranziție în Er:YLiF₄, la temperaturi sub 25 K, în amestec cu radiație la 550 nm.
- 550 nm (tranziția $4S_{3/2} \rightarrow 4I_{15/2}$). În acest domeniu s-au obținut cele mai bune rezultate. S-a obținut emisie laser atât la temperaturi criogenice, cât și

la temperatura camerei, în cristale oxidice, fluoridice și fibre de sticlă ZBLAN. Cele mai promițătoare rezultate la temperatura camerei au fost obținute în cristalele fluoridice (LiYF_4 , LiLuF_4) și în fibre. Au fost experimentate diverse mecanisme de pompaj, bazate fie pe absorbție din stare excitată, fie pe procese de transfer de energie; cele mai eficiente la temperatura camerei s-au dovedit mecanismele bazate pe absorbția din starea excitată $^4I_{11/2}$ atât în cristalele fluoridice, cât și în fibre, unde acest tip de pompaj descurajează emisia laser parazită la 850 nm.

- 470 nm (tranziția $^2P_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$). Pe această tranziție s-a obținut emisie laser în Er:YLiF_4 și $\text{Er:BaY}_2\text{F}_8$, la temperaturi sub 35 K. S-a experimentat pompajul în roșu (653 nm) și în infraroșu (970 nm); mecanismul de pompaj implică cel puțin trei pași, fiind astfel destul de ineficient.

Principalele probleme ce trebuie rezolvate pentru obținerea unor laseri comerciali cu solid dopat cu Er^{3+} pompați prin conversie superioară sunt:

- Funcționarea la temperaturi joase, necesară pentru depopularea nivelelor Stark finale ale laserilor. Majoritatea rezultatelor prezentate mai sus au fost obținute la temperaturi joase, necesitând introducerea mediului activ într-un criostat; acest fapt crește pierderile din rezonatorul laser (prin pierderile prin reflexie pe ferestrele criostatului și prin vibrațiile introduse de pompa de vid) sau introduce necesitatea folosirii unui rezonator monolitic, greu de optimizat, făcând ca experimentele să fie complexe și dificile. În plus, în aceste condiții este imposibilă obținerea unui sistem laser compact, de dorit în aplicații.
- Ineficiența pompajului cu diodă laser; acest fapt se datorează lărgimii liniei de emisie a diodelor laser, a căror radiație nu este absorbită eficient de mediul activ datorită liniilor înguste de absorbție ale ionului Er^{3+} . Remedierea acestei probleme impune fie folosirea unui element dispersiv pentru îngustarea liniei de emisie a diodei, fie multiple drumuri ale radiației de pompaj în rezonatorul laser, pentru a îmbunătăți eficiența absorbției pompajului. Ambele soluții presupun creșterea în volum a montajului experimental și introducerea de elemente optice sensibile la dezinclini. Majoritatea experimentelor au fost realizate folosind ca sursă de pompaj un laser acordabil (cu colorant sau $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$), foarte scump și care nu permite obținerea unui montaj compact.

Soluționarea acestor probleme practice este încă subiect de studiu în literatura internațională de specialitate.

Capitolul 4

Modelarea emisiei laser

pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

a Er^{3+}

Tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ generează emisie laser în jurul lungimii de undă de 550 nm. Cu toate că sursele de lumină coerentă în acest domeniu spectral au multiple aplicații tehnologice, realizarea lor practică nu a dus la obținerea unor performanțe care să permită comercializarea unor astfel de sisteme. Rezultatele slabe obținute se datorează în principal celor trei probleme semnalate în capitolul anterior: scurtarea timpului de viață al nivelului laser inițial la concentrații mari de Er^{3+} datorită relaxării încrucișate, schema laser cu trei nivele și nu în ultimul rând prezența unui proces de reabsorbție a radiației laser din starea excitată ${}^4I_{13/2}$.

Reabsorbția radiației laser din starea excitată ${}^4I_{13/2}$ joacă un rol important în funcționarea laserilor cu Er^{3+} pe această tranziție. Așa cum s-a arătat atât teoretic [106], cât și experimental [47, 65, 107], prezența unui proces de reabsorbție din stare excitată a radiației laser poate modifica dinamica emisiei laser, producând emisie laser autopulsată printr-un mecanism asemănător comutării pasive cu un absorbant saturabil.

Dinamica acestui tip de laseri va fi investigată în cele ce urmează folosind un model bazat pe ecuații de rată pentru un mediu cu concentrație redusă de ioni activi, în care rata procesului de relaxare încrucișată poate fi considerată neglijabilă.

4.1 Model matematic

Modelul folosit include procesele prezentate în Fig. 4.1. Procesele de pompaj studiate sunt:

- Pompaj direct: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$.
- Pompaj prin conversie superioară: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, urmată de tranziții multifononice către ${}^4I_{13/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$. Acest mecanism este favorizat de lungimi de undă între 790 și 800 nm în Er:YLiF_4 și Er:YAG .
- Pompaj prin conversie superioară: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, urmată de tranziții multifononice către ${}^4I_{11/2}$ și ${}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4F_{5/2}, {}^4F_{3/2})$. Mecanismul este favorizat de

lungimi de undă de pompaj în jurul a 810 nm.

- Pompaj prin conversie superioară: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, urmată de ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$. Acest mecanism este activat pentru lungimi de undă de pompaj în jur de 970 nm.

Pentru procesele de absorbție din stare excitată au fost folosite aceleași notații ca în capitolul 2.1 și în referința [4].

Alte mecanisme de pompaj posibile sunt bazate pe procese de transfer de energie, ca de exemplu $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$. Totuși, procesele de transfer de energie sunt neglijate aici datorită în principal lipsei de date experimentale privind ratele acestor procese la concentrațiile mici de Er^{3+} ce au permis obținerea emisiei laser ($\leq 1\%$ la temperatura camerei). Mai mult, la aceste concentrații ecuațiile de rată, bazate pe presupunerea omogenității ratelor diverselor procese în mediul activ, nu mai sunt valabile. Într-adevăr, la concentrații relativ mici, în absența migrației excitației pe colectivul de donori, ratele de transfer de energie depind de vecinătatea donorului, fiind deci funcții de punct. Vom presupune deci că ratele tuturor proceselor de transfer de energie sunt neglijabile, ipoteză plauzibilă pentru acest domeniu de concentrații de ioni activi în mediul laser.

Un proces important pentru emisia pe această tranziție este reabsorbția radiației laser din stare excitată: ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{29/2}$. Acest proces de absorbție este un mecanism important de pierderi pentru laser, datorită populației numeroase a nivelului cu timp lung de viață ${}^4I_{13/2}$.

S-a considerat că toate procesele de absorbție care au un nivel final de energie mai mare decât ${}^4S_{3/2}$ se termină pe nivelul laser inițial. Această presupunere este sugerată de faptul că nivelele dintre ${}^4S_{3/2}$ și ${}^2H_{29/2}$ au energii apropiate și deci timpi de viață scurți și dezexcitare predominant multifonică către nivelul de energie imediat inferioră. Ca exemplu, valorile raportate în literatură pentru timpul de viață T_6 al lui ${}^4F_{7/2}$ în cristalul cu fononi de energie joasă YLiF_4 sunt între 2 și 20 μs , iar raportul de ramificare β_{65} al tranziției ${}^4F_{7/2} \rightarrow ({}^4S_{3/2}, {}^2H_{211/2})$ către nivelul imediat inferior este 0.941 sau 1 (vezi Tabelul 4.1).

Modelul se bazează pe următoarele ecuații de rată:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{T_1} + \beta_{21} \frac{N_2}{T_2} + \beta_{31} \frac{N_3}{T_3} + \beta_{41} \frac{N_4}{T_4} + \beta_{51} \frac{N_5}{T_5} \\
 &\quad - \sigma_b \phi_2 N_1 - \sigma_1 N_1 \varphi \\
 \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{T_2} + \beta_{32} \frac{N_3}{T_3} + \beta_{42} \frac{N_4}{T_4} + \beta_{52} \frac{N_5}{T_5} - \sigma_c \phi_3 N_2 \\
 &\quad + \sigma_{04} \phi_4 N_0 - \sigma_d \phi_4 N_2 \\
 \frac{dN_3}{dt} &= -\frac{N_3}{T_3} + \beta_{43} \frac{N_4}{T_4} + \beta_{53} \frac{N_5}{T_5} \\
 &\quad + (\sigma_{02} \phi_2 + \sigma_{03} \phi_3) N_0 \\
 \frac{dN_4}{dt} &= -\frac{N_4}{T_4} + \beta_{54} \frac{N_5}{T_5} \\
 \frac{dN_5}{dt} &= -\frac{N_5}{T_5} - \sigma_{50} (f_{52} N_5 - f_{08} N_0) \varphi + \sigma_{01} \phi_1 N_0
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

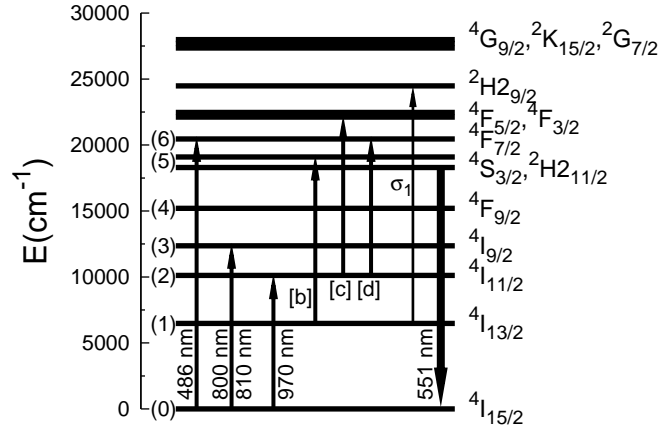


Figura 4.1. Schema nivelelor de energie ale $Er^{3+}:YLF$. Sunt reprezentate mecanismele de pompaj ale nivelului ${}^4S_{3/2}$, precum și tranziția laser și procesul de absorbție din stare excitată la lungimea de undă laser.

$$\begin{aligned}
 & +\sigma_b\phi_2N_1 + \sigma_c\phi_3N_2 + \sigma_d\phi_4N_2 + \sigma_1N_1\varphi \\
 \frac{d\varphi}{dt} & = v[\sigma_{50}(f_{52}N_5 - f_{08}N_0) - \sigma_1N_1 - \rho]\varphi + k\frac{N_5}{T_5} \\
 0 & = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 - N_t
 \end{aligned}$$

N_i sunt populațiile primelor șase nivele de energie ale Er^{3+} (${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4F_{9/2}$, și ${}^4S_{3/2}$ termalizat cu ${}^2H_{211/2}$), iar T_i reprezintă timpii lor de viață. β_{ij} reprezintă rapoartele de ramificare ale tranzițiilor $i \rightarrow j$. Fluxul de fotoni laser a fost notat φ . ϕ_i simbolizează fluxul de fotoni de pompaj corespunzător fiecăruia din cele patru mecanisme enumerate mai sus (în ordine crescătoare a lungimii de undă), iar σ_{0i} sunt secțiunile corespunzătoare ale absorbției din starea fundamentală. σ_1 reprezintă secțiunea eficace a absorbției din stare excitată ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{29/2}$ la lungimea de undă laser, iar σ_b , σ_c și σ_d reprezintă secțiunile eficace ale absorbțiilor din stare excitată ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{211/2}$, ${}^4I_{11/2} \rightarrow ({}^4F_{5/2}, {}^4F_{3/2})$, respectiv ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ la cele trei lungimi de undă de pompaj în IR. Secțiunea eficace de emisie stimulată pe tranziția laser a fost notată $f_{52}\sigma_{50}$, iar cea corespunzătoare de absorbție $f_{08}\sigma_{50}$, unde f_{52} și f_{08} sunt populațiile fracționare ale nivelului inițial, respectiv final laser. ρ reprezintă pierderile din rezonatorul laser, k este un factor ce descrie contribuția emisiei spontane la declanșarea oscilației laser. N_t reprezintă concentrația de ioni Er^{3+} în mediul activ.

Am modelat emisia laser pompată continuu într-un rezonator laser monolitic, presupunând uniformitatea spațială a radiației de pompaj în interiorul mediului activ. Pentru pompaj longitudinal, lungimea mediului activ poate fi aleasă suficient de mică pentru a permite o distribuție longitudinală uniformă a radiației de pompaj în mediul activ pentru oricare din cele trei lungimi de undă de pompaj luate în

studiu. Simbolul v din (4.1) desemnează viteza luminii în mediul activ.

4.2 Metoda de lucru

Metoda de lucru se bazează pe studiul soluțiilor staționare ale sistemului de ecuații de rată (4.1). În calculul soluțiilor staționare vom neglija în ultima ecuație de rată termenul ce descrie contribuția emisiei spontane. Acest termen este important doar pentru declanșarea oscilației laser, dar este neglijabil în prezența emisiei laser. Neglijarea acestui termen face să existe o soluție staționară cu $\varphi = 0$ (vezi cea de-a șasea ecuație (4.1)). Această soluție nu corespunde emisiei laser și nu va fi inclusă în acest studiu.

Vor fi investigate natura (componente reale, complexe, pozitive sau negative) și stabilitatea celorlalte soluții staționare. Soluțiile staționare ale sistemului (4.1) vor fi calculate analitic, pentru a înlesni utilizarea lor în orice sistem laser bazat pe ionul activ Er^{3+} . S-a efectuat analiza de stabilitate a soluțiilor cu $\varphi \neq 0$, folosind ρ și ϕ ca parametri de control; pentru fiecare valoare a pierderilor, s-a analizat influența fluxului de pompaj asupra stabilității soluției. O schimbare în natura sau stabilitatea soluțiilor staționare poate exprima o schimbare a regimului de emisie laser.

Pentru a evita ambiguitățile, vom da o definiție de lucru a pragului unui regim de emisie laser. Pentru o valoare dată a pierderilor din rezonator, valoarea de prag a fluxului de fotoni de pompaj pentru un regim de emisie al laserului este valoarea minimă a fluxului de pompaj ce duce la emisie în acel regim atunci când este aplicat sistemului “nepreparat” (adică, înainte de începerea pompajului, $N_0 = N_t$, $N_i = 0$ pentru $1 \leq i \leq 5$, iar $\varphi = 0$). Această situație poate fi simulată prin integrarea numerică a ecuațiilor (4.1) cu condițiile inițiale corespunzătoare sistemului “nepreparat”. De aceea, vom folosi integrarea numerică a sistemului de ecuații de rată pentru a verifica rezultatele obținute folosind alte metode și o vom considera criteriul final pentru găsirea pragului unui regim de emisie. Pentru integrarea numerică am folosit o metodă Runge-Kutta de ordinul patru.

4.3 Soluții staționare

4.3.1 Pompaj direct

Pentru pompaj direct în nivelul ${}^4F_{7/2}$, $\phi_1 \neq 0$, $\phi_2 = \phi_3 = \phi_4 = 0$ și ecuațiile de rată (4.1) au două soluții staționare cu flux laser nenul, date de [108, 109]:

$$\begin{aligned}\bar{N}_0 &= \frac{N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} - \left(\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{52} + \frac{T_{25}}{T_5} \right) \bar{N}_5}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08}} \\ \bar{N}_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} (f_{52} \bar{N}_5 - f_{08} \bar{N}_0) - \frac{\rho}{\sigma_1} \\ \bar{N}_2 &= \beta_{5432} \frac{T_2}{T_5} \bar{N}_5\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{N}_3 &= \beta_{543} \frac{T_3}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{N}_4 &= \beta_{54} \frac{T_4}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{\varphi} &= \frac{\sigma_{01} \phi_1}{\rho} \bar{N}_0 - \frac{1}{\rho T_5} \bar{N}_5
\end{aligned} \tag{4.2}$$

unde \bar{N}_5 este soluția unei ecuații algebrice de gradul doi:

$$\alpha_2 \bar{N}_5^2 + \alpha_1 \bar{N}_5 + \alpha_0 = 0 \tag{4.3}$$

cu coeficienții:

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= \left[\left(\frac{\sigma_{50}}{\rho} B_1 - 1 \right) \frac{\sigma_{01} \phi_1}{f_{08}} - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1 T_1} \right] B_1 + \frac{\rho}{\sigma_1 T_1} \\
\alpha_1 &= \frac{f_{52} - A_1}{f_{08}} \sigma_{01} \phi_1 + \frac{2A_1 - f_{52}}{f_{08}} \frac{\sigma_{50}}{\rho} B_1 \sigma_{01} \phi_1 \\
&\quad + \left(\frac{\sigma_{50}}{\rho} B_1 - 1 + \beta_{54321} \right) \frac{1}{T_5} - \frac{\sigma_{50} A_1}{\sigma_1 T_1} \\
\alpha_2 &= \frac{\sigma_{50}}{\rho} \left(\frac{A_1 - f_{52}}{f_{08}} \sigma_{01} \phi_1 + \frac{1}{T_5} \right) A_1
\end{aligned} \tag{4.4}$$

iar mărimile A_1, B_1 sunt definite ca:

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{f_{52} + f_{08} \frac{T_{25}}{T_5}}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08}} \\
B_1 &= \frac{-f_{08} \left(N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} \right)}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08}}
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Am mai folosit următoarele notații:

$$\begin{aligned}
\beta_{543} &= \beta_{54} \beta_{43} + \beta_{53} \\
\beta_{5432} &= \beta_{54} \beta_{42} + \beta_{543} \beta_{32} + \beta_{52} \\
\beta_{54321} &= \beta_{54} \beta_{41} + \beta_{543} \beta_{31} + \beta_{5432} \beta_{21} + \beta_{51} \\
T_{25} &= \beta_{5432} T_2 + \beta_{543} T_3 + \beta_{54} T_4 + T_5
\end{aligned} \tag{4.6}$$

4.3.2 Pompaj prin conversie superioară în jurul a 795 nm

Pentru pompaj în jurul a 795 nm, $\phi_2 \neq 0$, $\phi_1 = \phi_3 = \phi_4 = 0$. Soluțiile staționare cu flux laser nenul sunt date de [108, 109]:

$$\begin{aligned}
\bar{N}_0 &= \frac{N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} - \left(\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{52} + \frac{T_{25}}{T_5} \right) \bar{N}_5}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + \sigma_{02} T_{23} \phi_2} \\
\bar{N}_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} (f_{52} \bar{N}_5 - f_{08} \bar{N}_0) - \frac{\rho}{\sigma_1}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{N}_2 &= \beta_{5432} \frac{T_2}{T_5} \bar{N}_5 + \beta_{32} \sigma_{02} T_2 \phi_2 \bar{N}_0 \\
\bar{N}_3 &= \beta_{543} \frac{T_3}{T_5} \bar{N}_5 + \sigma_{02} T_3 \phi_2 \bar{N}_0 \\
\bar{N}_4 &= \beta_{54} \frac{T_4}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{\varphi} &= -\frac{\bar{N}_5}{\rho T_5} + \frac{\sigma_b \phi_2}{\rho} \bar{N}_1
\end{aligned} \tag{4.7}$$

unde \bar{N}_5 este soluția unei ecuații algebrice de gradul doi similară cu (4.3), cu coeficienții:

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= \frac{1}{\sigma_1} \left\{ \frac{\rho}{T_1} + \sigma_{50} B_2 \left[\left(1 - \frac{\sigma_{50} B_2}{\rho} \right) \sigma_b \phi_2 - \frac{1}{T_1} \right] \right\} \\
&\quad - \frac{B_2}{f_{08}} \beta_{321} \sigma_{02} \phi_2 \\
\alpha_1 &= \beta_{321} \frac{f_{52} - A_2}{f_{08}} \sigma_{02} \phi_2 \\
&\quad + \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} A_2 \left[\left(1 - 2 \frac{\sigma_{50} B_2}{\rho} \right) \sigma_b \phi_2 - \frac{1}{T_1} \right] \\
&\quad + \frac{1}{T_5} \left(\frac{\sigma_{50} B_2}{\rho} - 1 + \beta_{54321} \right) \\
\alpha_2 &= \frac{\sigma_{50} A_2}{\rho} \left(\frac{1}{T_5} - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} A_2 \sigma_b \phi_2 \right)
\end{aligned} \tag{4.8}$$

și mărimile A_2 , B_2 sunt definite de:

$$\begin{aligned}
A_2 &= \frac{f_{52} (1 + \sigma_{02} T_{23} \phi_2) + f_{08} \frac{T_{25}}{T_5}}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + \sigma_{02} T_{23} \phi_2} \\
B_2 &= \frac{-f_{08} \left(N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} \right)}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + \sigma_{02} T_{23} \phi_2}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Notațiile β_{543} , β_{5432} , β_{54321} și T_{25} desemnează aceleași mărimi ca în (4.6); s-au mai folosit notațiile:

$$\begin{aligned}
\beta_{321} &= \beta_{32} \beta_{21} + \beta_{31} \\
T_{23} &= \beta_{32} T_2 + T_3
\end{aligned} \tag{4.10}$$

4.3.3 Pompaj prin conversie superioară în jurul a 810 nm

Pentru pompaj în jur de 810 nm, $\phi_3 \neq 0$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, și ecuațiile de rată (4.1) au două soluții staționare cu flux laser nenul, date de ecuațiile [108, 109]:

$$\bar{N}_0 = \frac{N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} - \left(\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{52} + \frac{T'_{25}}{T_5} \right) \bar{N}_5}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + \sigma_{03} T'_{23} \phi_3}$$

$$\begin{aligned}
\bar{N}_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} (f_{52}\bar{N}_5 - f_{08}\bar{N}_0) - \frac{\rho}{\sigma_1} \\
\bar{N}_2 &= \beta_{32}\sigma_{03}T_2'\phi_3\bar{N}_0 + \beta_{5432}\frac{T_2'}{T_5}\bar{N}_5 \\
\bar{N}_3 &= \sigma_{03}T_3\phi_3\bar{N}_0 + \beta_{543}\frac{T_3}{T_5}\bar{N}_5 \\
\bar{N}_4 &= \beta_{54}\frac{T_4}{T_5}\bar{N}_5 \\
\bar{\varphi} &= \frac{\beta_{32}}{\rho}\sigma_{03}\sigma_c T_2'\phi_3^2\bar{N}_0 + \frac{\beta_{5432}\sigma_c T_2'\phi_3 - 1}{\rho T_5}\bar{N}_5
\end{aligned} \tag{4.11}$$

unde \bar{N}_5 este soluția unei ecuații algebrice de gradul doi similară cu (4.3), având coeficienții

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= \frac{\rho - \sigma_{50}B_3}{\sigma_1 T_1} \\
&\quad - \left[\beta'_{321} + \left(1 - \frac{\sigma_{50}}{\rho} B_3 \right) \beta_{32}\sigma_c T_2'\phi_3 \right] \frac{B_3}{f_{08}} \sigma_{03}\phi_3 \\
\alpha_1 &= -\frac{\sigma_{50}A_3}{\sigma_1 T_1} - (\beta'_{321} + \beta_{32}\sigma_c T_2'\phi_3) \frac{A_3 - f_{52}}{f_{08}} \sigma_{03}\phi_3 \\
&\quad + \frac{\beta'_{54321}}{T_5} + \left(1 - \frac{\sigma_{50}}{\rho} B_3 \right) \frac{\beta_{5432}\sigma_c T_2'\phi_3 - 1}{T_5} \\
&\quad + \frac{2A_3 - f_{52}}{f_{08}} \frac{\sigma_{50}}{\rho} B_3 \beta_{32}\sigma_{03}\sigma_c T_2'\phi_3^2 \\
\alpha_2 &= \frac{\sigma_{50}A_3}{\rho} \left(\beta_{32} \frac{A_3 - f_{52}}{f_{08}} \sigma_{03}\sigma_c T_2'\phi_3^2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{\beta_{5432}\sigma_c T_2'\phi_3 - 1}{T_5} \right)
\end{aligned} \tag{4.12}$$

A_3 și B_3 sunt date de:

$$\begin{aligned}
A_3 &= \frac{f_{52}(1 + \sigma_{03}T_{23}'\phi_3) + f_{08}\frac{T_{25}'}{T_5}}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1}f_{08} + \sigma_{03}T_{23}'\phi_3} \\
B_3 &= \frac{-f_{08}\left(N_t + \frac{\rho}{\sigma_1}\right)}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1}f_{08} + \sigma_{03}T_{23}'\phi_3}
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Notățiile β_{543} și β_{5432} desemnează aceleași mărimi ca în (4.6); am mai folosit următoarele notații:

$$\begin{aligned}
T_2' &= \frac{T_2}{1 + \sigma_c T_2'\phi_3} \\
\beta'_{321} &= \beta_{32}\beta_{21}\frac{T_2'}{T_2} + \beta_{31} \\
\beta'_{54321} &= \beta_{54}\beta_{41} + \beta_{543}\beta_{31} + \beta_{5432}\beta_{21}\frac{T_2'}{T_2} + \beta_{51}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T'_{23} &= \beta_{32}T'_2 + T_3 \\ T'_{25} &= \beta_{5432}T'_2 + \beta_{543}T_3 + \beta_{54}T_4 + T_5 \end{aligned} \quad (4.14)$$

4.3.4 Pompaj prin conversie superioară în jurul a 970 nm

Pentru pompaj în banda de la 970 nm, $\phi_4 \neq 0$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 0$ și ecuațiile de rată (4.1) au două soluții staționare cu un flux laser nenul, date de [108, 109]:

$$\begin{aligned} \bar{N}_0 &= \frac{N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} - \left(\frac{T_{25}}{T_5} + f_{52}\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1}\right)\bar{N}_5}{1 - f_{08}\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} + \sigma_{04}T''_2\phi_4} \\ \bar{N}_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} (f_{52}\bar{N}_5 - f_{08}\bar{N}_0) - \frac{\rho}{\sigma_1} \\ \bar{N}_2 &= \beta_{5432}\frac{T''_2}{T_5}\bar{N}_5 + \sigma_{04}T''_2\phi_4\bar{N}_0 \\ \bar{N}_3 &= \beta_{543}\frac{T_3}{T_5}\bar{N}_5 \\ \bar{N}_4 &= \beta_{54}\frac{T_4}{T_5}\bar{N}_5 \\ \bar{\varphi} &= \frac{\sigma_d\phi_4}{\rho}\bar{N}_2 - \frac{1}{\rho T_5}\bar{N}_5 \end{aligned} \quad (4.15)$$

unde \bar{N}_5 este soluția unei ecuații de gradul doi cu coeficienții următori:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= (\rho - \sigma_{50}B_4) \left(\frac{1}{\sigma_1 T_1} - \frac{B_4}{f_{08}\rho} \sigma_{04} \sigma_d T''_2 \phi_4^2 \right) - \beta_{21} \frac{B_4}{f_{08}} \sigma_{04} \frac{T''_2}{T_2} \phi_4 \\ \alpha_1 &= -\frac{\sigma_{50}A_4}{\sigma_1 T_1} + \left[\frac{f_{52} - A_4}{f_{08}} \left(\frac{\beta_{21}}{T_2} + \sigma_d \phi_4 \right) + \frac{2A_4 - f_{52}}{f_{08}} \frac{\sigma_{50}B_4}{\rho} \sigma_d \phi_4 \right] \sigma_{04} T''_2 \phi_4 \\ &\quad + \frac{1}{T_5} \left[\beta_{54321}'' + (\beta_{5432} \sigma_d T''_2 \phi_4 - 1) \left(1 - \frac{\sigma_{50}B_4}{\rho} \right) \right] \\ \alpha_2 &= \frac{\sigma_{50}A_4}{\rho} \left(\frac{A_4 - f_{52}}{f_{08}} \sigma_{04} \sigma_d T''_2 \phi_4^2 - \frac{\beta_{5432} \sigma_d T''_2 \phi_4 - 1}{T_5} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

A_4 și B_4 sunt date de:

$$\begin{aligned} A_4 &= \frac{f_{08} \frac{T''_2}{T_5} + f_{52} (1 + \sigma_{04} T''_2 \phi_4)}{1 - f_{08} \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} + \sigma_{04} T''_2 \phi_4} \\ B_4 &= \frac{-f_{08} \left(N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} \right)}{1 - f_{08} \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} + \sigma_{04} T''_2 \phi_4} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Notațiile β_{543} și β_{5432} desemnează aceleași mărimi ca în (4.6); am mai folosit notațiile:

$$T''_2 = \frac{T_2}{1 + \sigma_d T_2 \phi_4}$$

$$\begin{aligned}\beta''_{54321} &= \beta_{54}\beta_{41} + \beta_{543}\beta_{31} + \beta_{5432}\beta_{21} \frac{T''_2}{T_2} + \beta_{51} \\ T''_{25} &= \beta_{5432}T''_2 + \beta_{543}T_3 + \beta_{54}T_4 + T_5\end{aligned}\quad (4.18)$$

4.4 Er:YLiF₄

În această secțiune, modelul prezentat mai sus este folosit pentru a studia emisia laser într-un cristal cu fononi de energie mică, anume Er:YLiF₄ (Er:YLF), cel mai des utilizat în experimentele laser pe această tranziție. Vor fi studiate regimurile de emisie ale acestui laser pentru fiecare din cele patru mecanisme de pompaj expuse mai sus și vor fi determinate pragurile de emisie ale acestor regimuri. Voi folosi în acest scop date spectroscopice din literatura de specialitate și din măsurătorile noastre.

4.4.1 Valorile parametrilor spectroscopici ai Er:YLF

Tabelul 4.1 prezintă date din literatură referitoare la timpii de viață ai nivelelor de energie ale Er³⁺ în YLF și rapoartele de ramificare corespunzătoare diverselor tranziții. Valorile selecționate pentru a fi folosite în simulări sunt scrise cu litere groase; acestea provin în cea mai mare parte din referința [78]. Valorile coeficienților Boltzmann au fost calculate folosind schema de nivele din referința [110] și presupunând mediul activ menținut la temperatura camerei (300 K). Deoarece autorii referinței [78] iau în calcul doar rapoartele de ramificare mai mari de 2%, lista acestora a fost completată cu date din referința [111]. Valorile timpilor de viață și ale rapoartelor de ramificare din aceste lucrări sunt apropiate de cele din referința [112], dar diferă semnificativ de celelalte seturi de date, provenind din referințele [113, 114]. Această diferență se datorează faptului că rapoartele de ramificare date în lucrările [113, 114] reprezintă produsele dintre probabilitățile de emisie radiativă și timpii de viață radiativi corespunzători. Aceste valori nu au putut fi corectate pentru a obține rapoartele de ramificare totale deoarece unele din valorile raportate în aceste lucrări pentru timpii de viață radiativi sunt mai mici decât timpii de viață ai fluorescenței corespunzători.

Pentru cristalul Er(1 at.%):YLiF₄ considerat aici, densitatea ionilor Er³⁺ dopanți este $N_t = 1,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Pentru toate benzile de pompaj, spectrul de absorbție în polarizare π are linii mai intense decât spectrul corespunzător în polarizare σ . Din acest motiv, radiația de pompaj folosită în experimente este de obicei polarizată π . În simulări am folosit deci valorile secțiunilor eficace de absorbție corespunzătoare polarizării π .

Emisia laser are loc între nivelele Stark 2 (cel mai de sus) al lui $^4S_{3/2}$ și 8 (cel mai de sus) al lui $^4I_{15/2}$, la lungimea de undă de 551 nm, în polarizare π .

Secțiunile eficace de absorbție găsite în literatură pentru diverse tranziții sunt prezentate în Tabelul 4.2, ca și σ_{50} . Valorile folosite în simulări sunt scrise cu litere groase. Am prezentat valori corespunzătoare diverselor lungimi de undă pentru a permite alegerea lungimii de undă optime pentru pompaj. Am considerat optimă lungimea de undă care dă o valoare maximă a produsului $\sigma_{GSA}\sigma_{ESA}$. Am făcut o excepție de la această regulă alegând lungimea de undă de 810 nm în loc de

Tabelul 4.1. Rapoartele de ramificare și timpii de viață ai nivelelor de energie ale $\text{Er}:\text{YLF}$, așa cum au fost raportate în diverse lucrări.

Parametru	[78]	[111]	[112]	[113]	[114]	Măsurătorile noastre
f_{52}	0,402					0,401
f_{08}	0,042					0,040
β_{10}	1	1	1	1	1	
β_{20}	0,613	0,613	0,57	0,85	0,89	
β_{21}	0,387	0,387	0,43	0,15	0,11	
β_{30}		0,001	0,01	0,52	0,28	
β_{31}		0	0	0,46	0,72	
β_{32}	0,999	0,999	0,99	0,02	0,007	
β_{40}	0,087	0,087	0,09	0,9	0,88	
β_{41}		0,004	0	0,04	0,04	
β_{42}		0,006	0,01	0,06	0,08	
β_{43}	0,903	0,903	0,9	0	0,001	
β_{50}	0,488	0,488	0,49	0,805	0,67	
β_{51}	0,179	0,179	0,18	0,15	0,28	
β_{52}		0,015	0,01	0,015	0,02	
β_{53}		0,012	0,02	0,025	0,03	
β_{54}	0,306	0,306	0,3	0,005	0,0007	
β_{65}	0,941	0,941	1			
T_1 (μs)	10000	10000	12000	14600	11000	10400
T_2 (μs)	4000	4800	4500	7000	4000	4000
T_3 (μs)	6,6	6,6	6,6	7	6,6	6,98
T_4 (μs)	100	100	100	80	30	67
T_5 (μs)	400	400	400	590	400	490
T_6 (μs)	5	20	2		20	

811 nm, deoarece lungimea de undă de pompaj de 810 nm a permis obținerea emisiei laser la temperatura camerei în $\text{Er}:\text{YLF}$. Pentru pompajul direct, am folosit $\sigma_{01}(486 \text{ nm}) = 2.237 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (măsurătorile noastre), valoare ce corespunde unui maxim în spectrul tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$. Pentru $\sigma_{03}(810 \text{ nm})$ am folosit valoarea $0.06 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. Valoarea lui σ_1 din referința [67] a fost calculată folosind

spectrul de absorbție din stare excitată pompat în continuu și raportul $N_1/N_e = 0.64$ (calculat cu ajutorul ecuațiilor de rată), unde N_e este densitatea totală de ioni Er³⁺ excitați. Notația $\sigma_2(551 \text{ nm})$ reprezintă secțiunea eficace a unui alt proces posibil de reabsorbție a radiației laser din stare excitată, având ca nivel inițial $^4I_{11/2}$, care este de asemenea foarte populat. În referința [115] s-a raportat o valoare de $0.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ pentru σ_2 ; totuși, autorii referinței [115] nu au demonstrat prin vreo altă metodă că această valoare obținută din spectrul de absorbție din stare excitată corespunde într-adevăr acestui proces. Pe de altă parte, calculele efectuate folosind schema de nivele din referința [110] arată că lungimea de undă de emisie a laserului nu este rezonantă cu nici una din absorbțiile din starea excitată $^4I_{11/2}$. Din aceste motive, am considerat $\sigma_2 = 0$ și am atribuit lui σ_1 valoarea $0.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$.

Parametrul ρ are următoarea expresie:

$$\rho = \rho_0 - \frac{\log(R_1)}{2l} \quad (4.19)$$

unde R_1 reprezintă reflectivitatea oglinzii de ieșire și l – lungimea mediului activ. ρ conține două tipuri de pierderi în rezonator: termenul ρ_0 reprezintă pierderile disipative, iar cel de-al doilea termen reprezintă pierderile utile prin oglinda de ieșire. Mărimea ρ_0 este legată de pierderile pe un drum dus-întors în rezonator L prin relația [116]:

$$\rho_0 = \frac{L}{2l} \quad (4.20)$$

Pentru un rezonator monolitic, pierderile disipative coincid cu pierderile în mediul activ. McFarlane [79] a găsit o valoare a pierderilor disipative în rezonator $L = 3.4\%$ pentru un cristal Er:YLF de lungime $l = 5 \text{ mm}$, care corespunde lui $\rho_0 = 3.4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. O altă determinare a lui L a fost făcută de Xie și Rand [81], care au raportat o valoare de 2% pe trecere, corespunzătoare lui $\rho_0 = 6.67 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ (rezonator monolitic, $l = 3 \text{ mm}$). Această ultimă valoare este apropiată de cea folosită de Pollnau [78] pentru a simula emisie laser în verde în Er:YLF: $L = 5\%$, care dă $\rho_0 = 6.25 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ ($l = 4 \text{ mm}$). În ambele cazuri, pierderile din mediul activ au fost mai mici decât ρ_0 , a cărui valoare includea și pierderile pe cele două fețe ale ferestrei criostatului. Am investigat emisia laser pentru valori ale lui ρ_0 între 0 și o valoare maximă de $7 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Tabelul 4.2. Secțiunile eficace ale unor tranziții din Er:YLF raportate în diverse lucrări. Toate secțiunile eficace au fost măsurate în polarizare π și sunt exprimate în unități de 10^{-20} cm^2 .

Parametru	[66]	[67]	[78]	[111]	[112]	[114]	[115]	[72]	[86]	[117]	[118]	[87]
$\sigma_{50}(551 \text{ nm})$		4,74	5				5,2	4,74	4,99			
$\sigma_{02}(791 \text{ nm})$			0,085			0,093	0,08					
$\sigma_{02}(795 \text{ nm})$				0,5		0,044						
$\sigma_b(791 \text{ nm})$			0,25				0,5					
$\sigma_b(795 \text{ nm})$				1								
$\sigma_{03}(810 \text{ nm})$	0,05		0,058			0,083	0,07		0,057			
$\sigma_{03}(811 \text{ nm})$						0,046	0,04					
$\sigma_c(810 \text{ nm})$	0,5		0,5				0,55					
$\sigma_c(811 \text{ nm})$							1					
$\sigma_{04}(968 \text{ nm})$					0,2	0,105						
$\sigma_{04}(970 \text{ nm})$				3		0,459				1		
$\sigma_{04}(972 \text{ nm})$						0,653	1,2					
$\sigma_{04}(973 \text{ nm})$						0,310					0,6	
$\sigma_{04}(974 \text{ nm})$			0,18			0,224	0,3					0,25
$\sigma_d(968 \text{ nm})$					0,2							
$\sigma_d(970 \text{ nm})$				3								
$\sigma_d(972 \text{ nm})$							1,9					
$\sigma_d(973 \text{ nm})$											0,8	
$\sigma_d(974 \text{ nm})$			1,5				2,1					1,7

Tabelul 4.2. -continuare.

Parametru	[66]	[67]	[78]	[111]	[112]	[114]	[115]	[72]	[86]	[117]	[118]	[87]
$\sigma_1(551 \text{ nm})$		0,2	0,05				0					
$\sigma_2(551 \text{ nm})$		0	0				0,2					

4.4.2 Rezultate

Pompaj direct

Dintre cele două soluții staționare date de relațiile (4.2–4.6), una este instabilă pentru toate valorile investigate ale parametrilor ρ și ϕ_1 . Am studiat doar cea de-a doua soluție, care rămâne singura ce poate descrie comportarea asimptotică a sistemului laser.

Un studiu al acestei soluții arată existența a două bifurcații “steady-state”; dintre acestea, cea de-a doua face ca soluția să devină din instabilă – stabilă. Pentru valori ale fluxului de fotoni de pompaj mai mari decât cea de-a doua valoare de bifurcație, laserul emite în regim de undă continuă. Sub această valoare de bifurcație, emisia laser este autosaturată: la declanșarea pompașului, inversia de populație crește în timp până când atinge valoarea de prag și laserul începe să emită; în acest timp, populația nivelului ${}^4I_{13/2}$ crește datorită timpului său de viață lung, crescând simultan și pierderile prin reabsorbția radiației laser (tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$); în final, aceste pierderi devin suficient de mari pentru a opri emisia laser. Această evoluție temporală este ilustrată în Fig. 4.2. Tranziția dintre regimul fără emisie laser și regimul de emisie autosaturată nu este o bifurcație, deoarece starea finală a laserului este aceeași în ambele regimuri: pentru $t \rightarrow \infty$, φ tinde la o valoare mică (dată de emisia spontană), în timp ce populațiile nivelor devin proporționale cu timpii de viață ai acestora. Pragul regimului de emisie autosaturată a fost calculat prin integrare numerică repetată a sistemului (4.1), ca fiind prima valoare a fluxului de pompaj pentru care câștigul egalează pierderile, existând astfel amplificarea radiației în mediul activ. Dependența pragurilor de emisie și de emisie în undă continuă de pierderile în rezonator este reprezentată în Fig. 4.3.

Pompaj la 795 nm

În acest caz există de asemenea o singură soluție de interes, cealaltă fiind instabilă pentru toate valorile investigate ale parametrilor ρ și ϕ_2 . Rezultatele analizei de stabilitate a acestei soluții sunt reprezentate în Fig. 4.4.

Spațiul parametrilor atașat sistemului de ecuații de rată este împărțit în trei domenii: (i) fără emisie laser; (ii) un domeniu de emisie în undă continuă; (iii) un domeniu în care laserul prezintă emisie în regim de autopulsare (în acest regim, deși pompașul este continuu, emisia laser are loc în pulsuri). Așa cum arată medalionul din Fig. 4.4, domeniul de autopulsare este înconjurat de domeniul de emisie în undă continuă.

În ce privește pierderile în rezonator, există o valoare critică a lui ρ , ce separă două domenii în spațiul parametrilor. Peste această valoare critică ($\rho_c = 8.03 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$), emisia are loc doar în regim de undă continuă. Pentru o valoare fixă a lui ρ , singura bifurcație ce apare în acest caz este o bifurcație “steady-state” care face ca soluția să devină din instabilă – stabilă; punctul de bifurcație corespunde deci pragului de emisie în undă continuă (fapt verificat și prin integrarea numerică a sistemului (4.1)).

Pentru $\rho < \rho_c$, există trei valori de bifurcație ale lui ϕ_2 pentru fiecare valoare a

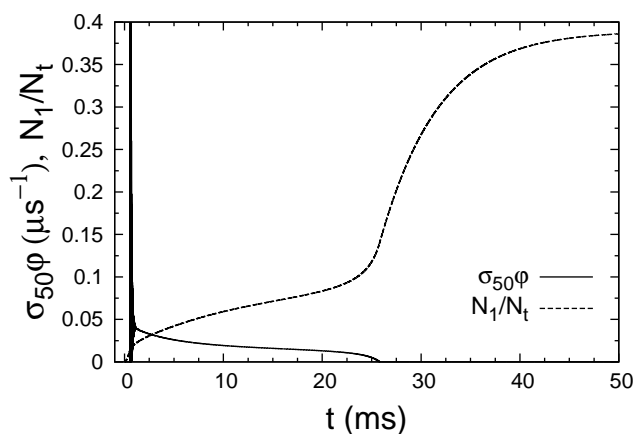


Figura 4.2. Dependența de timp a fluxului de fotoni laser (linie continuă) și a populației nivelului ${}^4I_{13/2}$ (linie întreruptă) pentru emisia laser autosaturată ($\rho = 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, $\phi_1 = 1.48 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \mu\text{s}^{-1}$). Datele au fost normate pentru o mai bună vizualizare.

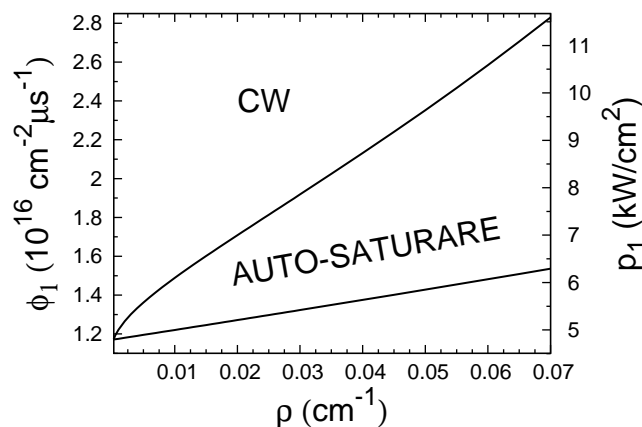


Figura 4.3. Spațiul parametrilor corespunzător sistemului de ecuații de rată (4.1) pentru pompaj la 486 nm. Cea de-a doua axă Y indică densitatea de putere de pompaj ce corespunde fluxului ϕ_1 .

lui ρ . Cea mai mică valoare de bifurcație corespunde unei bifurcații “steady-state” ce face ca soluția să devină din instabilă – stabilă. Această bifurcație reprezintă pragul unui regim de emisie în undă continuă. Următoarea valoare de bifurcație a lui ϕ_2 corespunde unei bifurcații Hopf, ce face ca soluția să devină din nou instabilă. Această bifurcație reprezintă tranziția către un regim laser de autopulsare. Cel de-

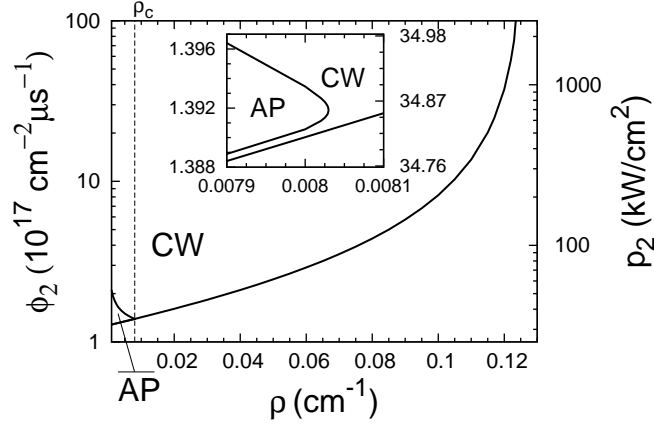


Figura 4.4. Spațiul parametrilor corespunzător sistemului (4.1) pentru pompaj la 795 nm. Cea de-a doua axă Y indică densitatea de putere de pompaj. În medalion am inclus un detaliu pentru valori mici ale pierderilor în rezonator. Notăția AP desemnează regimul de autopulsare.

al treilea punct de bifurcație (cu valoarea cea mai mare a lui ϕ_2) reprezintă o a doua bifurcație Hopf, ce face ca soluția staționară să devină din nou stabilă, și astfel duce la un regim de emisie în undă continuă.

Primele două valori de bifurcație ale lui ϕ_2 sunt foarte apropiate una de cealaltă (vezi Fig. 4.4); separarea lor maximă, la $\rho = \rho_c$, este doar 0.1% din prima valoare de bifurcație. Din această cauză, obținerea experimentală a emisiei în undă continuă cu un flux de pompaj între aceste două valori este foarte dificilă. Pragul efectiv al emisiei în undă continuă este dat de cea de-a treia valoare de bifurcație a lui ϕ_2 , care descrește cu creșterea pierderilor până când $\rho = \rho_c$, apoi devine o funcție crescătoare de ρ . Astfel, ρ_c reprezintă o valoare optimă a pierderilor în rezonator din punct de vedere a pragului de emisie în continuu. Dependența pragului de continuu de pierderile în rezonator are o asimptotă verticală la $\rho_M \simeq 0.125 \text{ cm}^{-1}$. Aceasta este valoarea maximă a lui ρ pentru care se mai poate obține emisie laser.

Pompaj la 810 nm

Din cele două soluții (4.11), una este instabilă pentru toate valorile investigate ale parametrilor ρ și ϕ_3 . Am studiat doar cealaltă soluție, singura care poate descrie comportarea asimptotică a laserului.

Dinamica laserului în acest caz este similară dinamicii observate pentru pompaj direct. S-au observat aceleași două regimuri de emisie, dar pragurile acestora sunt mult mai mari decât cele găsite pentru pompaj la 486 nm. Spațiul parametrilor este reprezentat în Fig. 4.5. După cum se poate observa din medalion, la valori mici ale lui ρ ($10^{-3} - 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$), există valori ale lui ϕ_3 pentru care soluția staționară

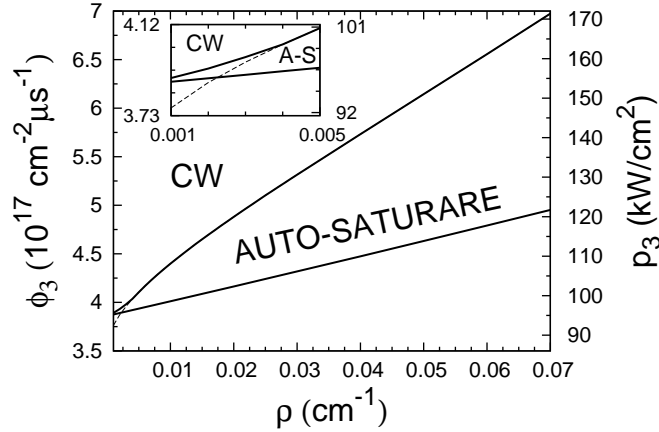


Figura 4.5. Spațiul parametrilor corespunzător sistemului de ecuații de rată (4.1) pentru pompaj la 810 nm. Cea de-a doua axă Y indică densitatea de putere de pompaj. Medalionul prezintă un detaliu al graficului pentru valori mici ale pierderilor în rezonator și ale fluxului de pompaj. Linii continue: pragurile celor două regimuri de emisie; linie punctată: Valoarea de bifurcație a lui ϕ_3 . Notăția “A-S” din medalion desemnează regimul de emisie autosaturată.

este reală și stabilă, dar laserul nu emite în undă continuă (pentru unele din aceste valori, laserul nu emite deloc). Acest fapt a fost stabilit confruntând rezultatele analizei de stabilitate cu cele ale integrării numerice a sistemului de ecuații de rată. Acest comportament poate fi explicat prin faptul că, deși reală și stabilă, soluția are un bazin de atracție restrâns (într-un spațiu al fazelor definit de coordonatele N_i și φ), care nu conține punctul ce corespunde stării inițiale a laserului ($N_0 = N_t$, toate celelalte populații nule). Cu creșterea fluxului de pompaj, bazinul de atracție se lărgeste, cuprinzând și starea inițială a sistemului. O comportare similară a putut fi observată și la pompaj direct, dar la valori mai mici ale lui ρ , mai puțin vizibile în Fig. 4.3.

Pompaj în jurul a 970 nm

Așa cum se poate observa din Tabelul 4.2, există multe date în literatură referitoare la pompajul prin conversie superioară în jurul a 970 nm. Pentru simulări, am ales două lungimi de undă ce corespund una absorbției minime (968 nm), iar cealaltă absorbției maxime (970 nm) a pompajului în mediul activ, raportate în literatură pentru acest domeniu spectral. Pentru ambele aceste lungimi de undă, una dintre soluțiile (4.15) este instabilă pentru toate valorile parametrilor de control ρ și ϕ_4 .

Dinamica laserului în acest caz este similară cu cea observată pentru pompaj direct și pentru pompaj la 810 nm. Rezultatele studiului soluției staționare sunt prezentate în Fig. 4.6. Așa cum era de așteptat din compararea valorilor produsului

$\sigma_{ASF}\sigma_{ASE}$, pragul de emisie ca și cel de emisie în undă continuă sunt mai mici pentru pompajul la 970 nm. Pragurile corespunzătoare pompajului la 970 nm au cele mai mici valori dintre cele obținute pentru pompaj prin conversie superioară, valori comparabile cu cele de la pompajul direct. La valori mici ale parametrilor ρ și ϕ_4 se poate observa aceeași comportare a laserului ca în cazul pompajului la 810 nm.

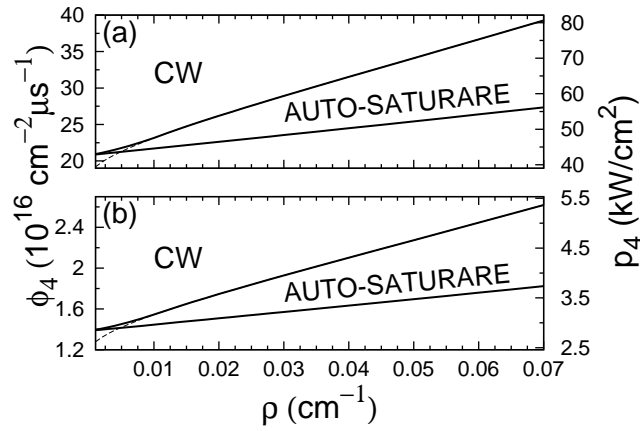


Figura 4.6. Spațiul parametrilor corespunzător sistemului de ecuații de rată (4.1) pentru lungimile de undă de pompaj 968 nm (a) și 970 nm (b). Linii continue: pragurile celor două regimuri de emisie; linii întrerupte: valoarea de bifurcație a lui ϕ_4 . Cea de-a doua axă Y indică valorile densității de putere de pompaj.

4.5 Er:YAG

Am studiat emisia laser pe aceeași tranziție și în cristalul Er:YAG la concentrații mici de Er^{3+} . În acest caz, am investigat doar lungimile de undă de pompaj de 488 nm (maximul spectrului de absorbție al tranziției ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$), 800 nm (corespunzând maximului absolut al spectrului de excitație – Fig. 2.8) și 810 nm (care a dus la obținerea emisiei laser la temperatura camerei [66, 67]). Nu există în literatură date referitoare la obținerea emisiei laser pentru pompajul în nivelul ${}^4I_{11/2}$ (în jurul a 970 nm). De altfel, în acest material timpul de viață al nivelului ${}^4I_{11/2}$ este mult mai scurt decât în YLF (vezi Tabelele 4.1 și 4.3), astfel că acest nivel este mai slab populat decât în YLF și absorbția pompajului de pe el este mai redusă.

4.5.1 Adaptarea modelului matematic

Mediul activ Er:YAG este caracterizat de fononi de energie mare, astfel că mecanismul de dezexcitare cel mai probabil pentru un nivel de energie este în acest caz dezexcitarea multifonică către nivelul de energie imediat mai mică. Astfel, nivelele de energie ale Er^{3+} pot fi considerate ca fiind conectate succesiv prin tranziții multifonice; rapoartele de ramificare vor fi $\beta_{ij} = \delta_{i,i-1}$, unde δ este simbolul lui Kronecker. Voi considera și aici că ionii excitați pe nivelele cu timp de viață scurt de deasupra lui ${}^2H_{21/2}$ se dezexcită instantaneu pe ${}^4S_{3/2}$ prin tranziții multifonice; ${}^4S_{3/2}$ va fi considerat nivelul final al tuturor proceselor de absorbție ce au nivelul final deasupra lui ${}^2H_{21/2}$.

Datorită energiei mai mari a fononilor, timpul de viață al nivelului laser inițial (${}^4S_{3/2}$, ${}^2H_{21/2}$) este mult mai scurt decât în Er:YLF (vezi Tabelele 4.1 și 4.3). Cu creșterea concentrației de Er^{3+} , timpul de viață scade rapid către valori ce fac imposibilă obținerea inversiei de populație între acest nivel și nivelul fundamental foarte populat. Din această cauză, pentru obținerea experimentală a emisiei în acest mediu activ la temperatura camerei a fost necesară folosirea unui cristal cu o concentrație de 0,5% Er^{3+} . În modelări am folosit datele corespunzătoare acestei concentrații, astfel că efectul proceselor de transfer de energie poate fi neglijat și în acest caz.

Procesele de pompaj sunt aceleași ca în cazul cristalului de Er:YLF, cu excepția pompajului în nivelul ${}^4I_{11/2}$, care a fost omis din studiul de față. Tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$ este și aici rezonantă cu emisia laser, constituind un mecanism de pierderi prin reabsorbție a radiației laser.

Sistemul de ecuații de rată (4.1) poate fi simplificat în aceste condiții:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{T_1} + \frac{N_2}{T_2} - \sigma_b \phi_2 N_1 - \sigma_1 N_1 \varphi \\
\frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{T_2} + \frac{N_3}{T_3} - \sigma_c \phi_3 N_2 \\
\frac{dN_3}{dt} &= -\frac{N_3}{T_3} + \frac{N_4}{T_4} + (\sigma_{02} \phi_2 + \sigma_{03} \phi_3) N_0 \\
\frac{dN_4}{dt} &= -\frac{N_4}{T_4} + \frac{N_5}{T_5} \\
\frac{dN_5}{dt} &= -\frac{N_5}{T_5} - \sigma_{50} (f_{51} N_5 - f_{08} N_0) \varphi + \sigma_{01} \phi_1 N_0 \\
&\quad + \sigma_b \phi_2 N_1 + \sigma_c \phi_3 N_2 + \sigma_1 N_1 \varphi \\
\frac{d\varphi}{dt} &= v [\sigma_{50} (f_{51} N_5 - f_{08} N_0) - \sigma_1 N_1 - \rho] \varphi + k \frac{N_5}{T_5} \\
0 &= N_0 + N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 - N_t
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Emisia laser are loc în acest caz între nivelele Stark 1 (de energia cea mai mică) al lui ${}^4S_{3/2}$ și 8 (de energia cea mai mare) al lui ${}^4I_{15/2}$, la lungimea de undă de 561 nm. Simbolurile f_{51} și f_{08} desemnează populațiile fracționare ale acestor nivele la temperatura camerei.

Modelăm comportamentul unui laser cu Er(0.5%):YAG la temperatura camerei,

cu un rezonator monolitic: $l = l' = l_p$. Această alegere elimină geometria rezonatorului din ecuațiile de rată: v reprezintă viteza luminii în mediul activ. Ca și în cazul cristalului de Er:YLF, am presupus uniformitatea spațială a pompaajului în mediul activ.

Soluțiile de flux laser nenul ale sistemului (4.21) au putut fi calculate astfel ca să includă toate cele trei mecanisme de pompaaj studiate în acest caz [68, 69, 70, 71]:

$$\begin{aligned}
\bar{N}_0 &= \frac{N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} - \left(\frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{51} + \frac{T'_2 + T_{35}}{T_5} \right) \bar{N}_5}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + (T'_2 + T_3) (\sigma_0 \phi)_{23}} \\
\bar{N}_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} (f_{51} \bar{N}_5 - f_{08} \bar{N}_0) - \frac{\rho}{\sigma_1} \\
\bar{N}_2 &= (\sigma_0 \phi)_{23} T'_2 \bar{N}_0 + \frac{T'_2}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{N}_3 &= (\sigma_0 \phi)_{23} T_3 \bar{N}_0 + \frac{T_3}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{N}_4 &= \frac{T_4}{T_5} \bar{N}_5 \\
\bar{\varphi} &= \frac{1}{\rho} \left[\sigma_{01} \phi_1 - \frac{\sigma_{50} \sigma_b}{\sigma_1} f_{08} \phi_2 + (\sigma_0 \phi)_{23} \sigma_c T'_2 \phi_3 \right] \bar{N}_0 \\
&\quad + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\sigma_{50} \sigma_b}{\sigma_1} f_{51} \phi_2 - \frac{T'_2}{T_2 T_5} \right) \bar{N}_5 - \frac{\sigma_b}{\sigma_1} \phi_2
\end{aligned} \tag{4.22}$$

unde \bar{N}_5 este soluția unei ecuații algebrice de gradul doi similară ecuației (4.3), cu coeficienții:

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= \frac{\rho}{\sigma_1 T_1} + \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} B \left[\left(1 - \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \right) \sigma_b \phi_2 - \frac{1}{T_1} \right] - \frac{B}{f_{08}} \left(1 - \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \right) \sigma_{01} \phi_1 \\
&\quad - \frac{B}{f_{08}} \left(1 - \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \sigma_c T'_2 \phi_3 \right) (\sigma_0 \phi)_{23} \\
\alpha_1 &= \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} A \left[\sigma_b \phi_2 \left(1 - 2 \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \right) - \frac{1}{T_1} \right] \\
&\quad + \frac{1}{f_{08}} \left[f_{51} - A + (2A - f_{51}) \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \right] \sigma_{01} \phi_1 \\
&\quad + \frac{1}{f_{08}} \left[f_{51} - A + \frac{\sigma_{50}}{\rho} B (2A - f_{51}) \sigma_c T'_2 \phi_3 \right] (\sigma_0 \phi)_{23} + \frac{\sigma_{50}}{\rho} B \frac{T'_2}{T_2 T_5} \\
\alpha_2 &= \frac{\sigma_{50}}{\rho} A \left[\frac{A - f_{51}}{f_{08}} \sigma_{01} \phi_1 - \frac{\sigma_{50} \sigma_b}{\sigma_1} A \phi_2 + \frac{T'_2}{T_2 T_5} + \frac{A - f_{51}}{f_{08}} \sigma_c T'_2 \phi_3 (\sigma_0 \phi)_{23} \right]
\end{aligned} \tag{4.23}$$

și

$$A = \frac{f_{51} [1 + (T'_2 + T_3) (\sigma_0 \phi)_{23}] + f_{08} \frac{T'_2 + T_{35}}{T_5}}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + (T'_2 + T_3) (\sigma_0 \phi)_{23}}$$

$$B = \frac{-f_{08} \left(N_t + \frac{\rho}{\sigma_1} \right)}{1 - \frac{\sigma_{50}}{\sigma_1} f_{08} + (T'_2 + T_3) (\sigma_0 \phi)_{23}} \quad (4.24)$$

În ecuațiile de mai sus au mai fost folosite notațiile:

$$\begin{aligned} T'_2 &= \frac{T_2}{1 + \sigma_c T_2 \phi_3} \\ (\sigma_0 \phi)_{23} &= \sigma_{02} \phi_2 + \sigma_{03} \phi_3 \\ T_{ij} &= \sum_{k=i}^j T_k \end{aligned} \quad (4.25)$$

4.5.2 Parametrii spectroscopici ai Er:YAG

Parametrii spectroscopici ai cristalului de Er:YAG folosiți în simulări sunt prezentați în Tabelul 4.3. Pentru pompajul prin conversie superioară, mecanismele core-spunzătoare celor două lungimi de undă sunt identice cu cele identificate la Er:YLF.

Tabelul 4.3. Parametrii spectroscopici ai Er:YAG.

Parametru	Valoare	Referința
T_1	6400 μs	măsurătorile noastre
T_2	100 μs	măsurătorile noastre
T_3	0,05 μs	măsurătorile noastre
T_4	1,5 μs	măsurătorile noastre
T_5	16,7 μs	măsurătorile noastre
σ_{01}	$3,6 \times 10^{-20}$	măsurătorile noastre
σ_{02}	$2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	măsurătorile noastre
σ_{03}	10^{-22} cm^2	măsurătorile noastre
σ_b	$3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	[58]
σ_c	$4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	estimat din referința [4]
σ_{50}	$5,8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	[67]
σ_1	$2,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	[58]
f_{08}	0,0174	calculat la 300 K
f_{51}	0,54	calculat la 300 K
N_t	$6,94 \times 10^{19}$	

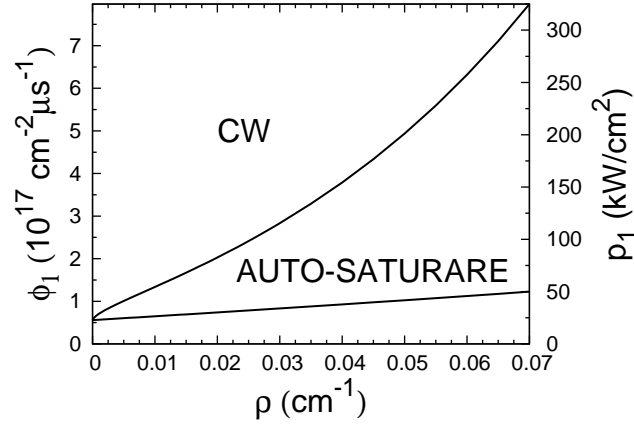


Figura 4.7. Spațiul parametrilor asociat sistemului (4.21) pentru pompaj direct la 488 nm. Cea de-a doua axă Y reprezintă densitatea de putere corespunzătoare fluxului de fotoni de pompaj.

4.5.3 Rezultate

Pompaj direct (488 nm)

În cazul pompajului direct la 488 nm, cele două soluții staționare în studiu pot fi obținute din ecuațiile (4.22) – (4.25) substituind $\phi_2 = \phi_3 = 0$.

În urma analizei de stabilitate s-a observat că una din aceste două soluții este instabilă pentru toate valorile parametrilor de control, astfel că am studiat aici doar soluția cealaltă, care rămâne singura cu sens fizic. Pentru fiecare valoare a lui ρ , se observă două valori de bifurcație ale lui ϕ_1 . O primă bifurcație (de tip steady-state) face ca soluția să devină din instabilă – stabilă; totuși, componentele acesteia (populațiile nivelelor și fluxul laser) au valori complexe, soluția fiind lipsită de sens fizic. Cea de-a doua bifurcație (tot steady-state) nu schimbă semnul părții reale a valorii proprii implicate, lăsând deci stabilitatea soluției nemodificată. Această bifurcație coincide cu anularea părților imaginare ale componentelor soluției (toate se anulează simultan, fiind funcții reale liniare de \bar{N}_5). Soluția capătă deci sens fizic și poate reprezenta comportamentul laserului pentru $t \rightarrow \infty$. Această bifurcație corespunde pragului de emisie în regim de undă continuă, așa cum s-a putut observa și din integrarea numerică a ecuațiilor de rată.

Sub acest prag de continuu, pentru valori ale lui ϕ_1 într-un anumit domeniu, există emisie laser într-un regim de auto-saturare, la fel ca în cazul Er:YLF.

Rezultatele studiului regimurilor de emisie ale laserului cu Er:YAG pompat la 488 nm sunt prezentate în Fig. 4.7, unde am reprezentat în spațiul parametrilor domeniile corespunzătoare diverselor regimuri de emisie.

Pompaj la 800 nm

Pentru pompaj prin conversie superioară la 800 nm, cele două soluții staționare de flux laser nenul au fost obținute din ecuațiile (4.22) – (4.25) substituind $\phi_1 = \phi_3 = 0$.

Analiza de stabilitate a acestor soluții a arătat că una dintre ele este și aici instabilă pentru toate valorile investigate ale parametrilor ρ și ϕ_2 , astfel că am studiat doar cealaltă soluție pentru a determina comportarea asimptotică a laserului. Analiza de stabilitate a acestei soluții a arătat că, pentru fiecare ρ mai mic decât o valoare critică ρ_c , există trei valori de bifurcație ale lui ϕ_2 . În ordine crescătoare a lui ϕ_2 , aceste valori dau:

1. O bifurcație steady-state ce face ca soluția să devină din instabilă – stabilă;
2. O bifurcație Hopf, care face ca soluția să devină instabilă;
3. O a doua bifurcație Hopf, care face ca soluția staționară să devină din nou stabilă.

Prima bifurcație corespunde pragului de emisie laser; regimul de emisie peste acest prag este unul de undă continuă. Prima bifurcație Hopf duce la emisia laser într-un regim de autopulsare, iar cea de-a doua bifurcație Hopf readuce sistemul la regimul de emisie în undă continuă.

Pentru $\rho > \rho_c$, fiecărei valori a lui ρ îi corespunde o singură bifurcație steady-state. Valoarea de bifurcație a lui ϕ_2 reprezintă pragul de emisie laser; pentru toate valorile lui ϕ_2 mai mari decât acest prag, regimul de emisie este cel de undă continuă.

Valorile de bifurcație ale lui ϕ_2 sunt reprezentate în Fig. 4.8 ca funcții de ρ . Spațiul parametrilor este astfel împărțit în trei domenii: un domeniu fără emisie laser, un domeniu de emisie în undă continuă și un domeniu de emisie autopulsată. Așa cum se poate vedea în detaliul din Fig. 4.8, domeniul de autopulsare este înconjurat de domeniul de emisie continuă. Intervalul dintre primele două bifurcații scade cu scăderea pierderilor din rezonator, astfel că obținerea experimentală a emisie în undă continuă devine practic imposibilă (distanța maximă dintre primele două bifurcații, pentru $\rho = \rho_c$, este aproximativ 0.4% din pragul laser). Astfel, pragul efectiv de undă continuă pentru $\rho < \rho_c$ corespunde celei de-a doua bifurcații Hopf. Valoarea lui ϕ_2 care dă acest prag efectiv de emisie continuă descrește deci cu creșterea lui ρ , până când, la $\rho = \rho_c$, devine egal cu pragul de emisie laser (valoarea de bifurcație steady-state a lui ϕ_2) și începe să crească cu creșterea lui ρ . ρ_c reprezintă deci o valoare optimă a pierderilor din rezonator în ce privește valoarea pragului de emisie în undă continuă. Am găsit $\rho_c \simeq 9.54 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

Deoarece imediat deasupra pragului de emisie laser (dat de bifurcația steady-state) regimul de emisie este cel de undă continuă, am putut folosi ecuațiile de rată staționare pentru calculul pragului laser. Presupunând $\varphi = 0$ la prag, am găsit [69] că pentru pierderi ce satisfac

$$\rho \leq \rho_{max} = \sigma_{50} f_{51} N_t \frac{T_5}{T_{25}} \quad (4.26)$$

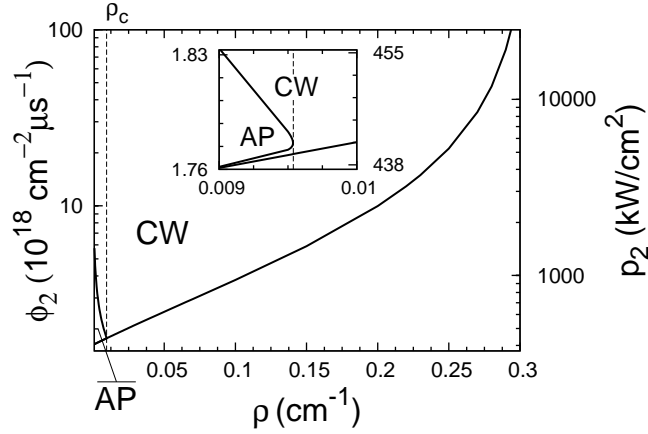


Figura 4.8. Spațiul parametrilor asociat sistemului (4.21) pentru pompaj prin conversie superioară la 800 nm. În medalion este prezentat un detaliu la valori mici ale parametrilor de control. Notația “AP” desemnează regimul de auto-pulsare. Cea de-a doua axă Y reprezintă densitatea de putere corespunzătoare fluxului de fotoni de pompaj.

pragul de emisie laser este dat de următoarea expresie:

$$\phi_{2th} = \frac{\left(\zeta + \frac{1}{\sigma_b T_5} \frac{T_{13}}{T_1} \xi\right) + \sqrt{\Delta}}{2 \left(f_{51} - \frac{T_{25}}{T_5} \xi\right)} \quad (4.27)$$

unde $\xi = \rho / (\sigma_{50} N_t)$, $\zeta = \sigma_1 / (\sigma_{50} \sigma_b T_5)$ și

$$\begin{aligned} \Delta = & \frac{1}{\sigma_b T_1 T_5^2} \left(\frac{T_{13}^2}{\sigma_b T_1} - \frac{4T_{25}}{\sigma_0} \right) \xi^2 \\ & + \frac{1}{\sigma_b T_1 T_5} \left(2T_{13}\zeta - \frac{4f_{08}}{\sigma_0} \frac{T_{25}}{T_5} + \frac{4f_{51}}{\sigma_0} \right) \xi \\ & + \zeta^2 + \frac{4f_{08}f_{51}}{\sigma_0 \sigma_b T_1 T_5} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Dacă ρ nu satisface (4.26), atunci (4.27) dă o valoare negativă pentru ϕ_{2th} . Deci, pentru valori ale pierderilor în rezonator ρ mai mari decât o valoare maximă (dată de (4.26): $\rho_{max} = 0.307 \text{ cm}^{-1}$), emisia laser devine imposibilă, oricare ar fi valoarea fluxului de fotoni de pompaj.

Pentru a estima efectul absorbției parazite din stare excitată asupra pragului de emisie laser, am calculat ϕ_{2th} pentru $\rho = 0$

$$\phi_{2th}(\rho = 0) = \frac{1}{2f_{51}} \left[\zeta + \left(\zeta^2 + \frac{4f_{08}f_{51}}{\sigma_0 \sigma_b T_1 T_5} \right)^{1/2} \right] \quad (4.29)$$

și am comparat această valoare cu fluxul minim de pompaj necesar pentru obținerea inversiei de populație (calculat pentru $\rho = 0$ și $\sigma_1 = 0$)

$$\phi_{2th}(\rho = 0; \sigma_1 = 0) = \left(\frac{f_{08}}{f_{51}\sigma_0\sigma_b T_1 T_5} \right)^{1/2} \quad (4.30)$$

Ecuția (4.29) reprezintă limita teoretică până la care poate fi redus pragul de emisie reducând pierderile în rezonator. Pentru mediul activ Er:YAG, valorile calculate sunt $\phi_{2th}(\rho = 0) = 1.62 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\mu\text{s}^{-1}$ și $\phi_{2th}(\rho = 0; \sigma_1 = 0) = 2.24 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\mu\text{s}^{-1}$ (densitățile de putere echivalente sunt, respectiv, 403 kW/cm² și 55,7 kW/cm²). Valoarea lui $\phi_{2th}(\rho = 0)$ este mult mai mare decât $\phi_{2th}(\rho = 0; \sigma_1 = 0)$ deoarece ζ^2 este mult mai mare decât cel de-al doilea termen de sub radical în (4.29); deci, contribuția absorbției parazite la pragul de emisie laser este mult mai mare decât fluxul de pompaj necesar pentru a obține inversie de populație în această schemă laser cu trei nivele.

Pompaj la 810 nm

Pentru pompaj prin conversie superioară la 810 nm, cele două soluții staționare semnificative pot fi obținute din (4.22) – (4.25) substituind $\phi_1 = \phi_2 = 0$.

Analiza de stabilitate a celor două soluții arată că una dintre ele este stabilă doar în două domenii înguste de valori ale lui ϕ_3 ; în unul din aceste domenii populațiile au valori complexe; în cel de-al doilea, fluxul laser este negativ (deci fără semnificație fizică). Am studiat deci doar cea de-a doua soluție.

Pentru o valoare dată a lui ρ , analiza de stabilitate detectează două bifurcații (ambele de tip steady-state): prima face ca soluția să devină din instabilă – stabilă, dar componentele soluției sunt încă complexe; cea de-a doua corespunde anulării părților imaginare ale acestor componente, și, deci, pragului de emisie în undă continuă. Pentru valori ale lui ϕ_3 într-un domeniu sub pragul de continuu, laserul emite într-un regim de auto-saturare similar cu cel observat pentru pompaj la 488 nm.

Rezultatele analizei soluției staționare sunt prezentate în Fig. 4.9. Spațiul parametrilor asociat sistemului de ecuații de rată (4.21) este împărțit în trei domenii corespunzând: lipsei emisiei laser, emisiei laser autosaturate și emisiei laser în undă continuă. La valori mici ale lui ρ (sub $3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$), dinamica laserului prezintă o “anomalie” similară celei observate la laserul cu Er:YLF: există valori ale fluxului de pompaj la care soluția este atât stabilă cât și reală, și care totuși nu duc la obținerea emisiei laser în undă continuă. Pragul laser, obținut prin integrarea numerică a ecuațiilor de rată, este mai mare decât ambele valori de bifurcație ale lui ϕ_3 (vezi medalionul din Fig. 4.9). Acest comportament poate fi explicat prin faptul că, la aceste valori ale lui ϕ_3 , starea inițială a laserului (punctul $(N_t, 0, 0, 0, 0, 0)$ în spațiul fazelor definit de coordonatele N_i și φ) nu este inclusă în bazinul de atracție al soluției staționare. Cu creșterea fluxului de pompaj, bazinul de atracție al soluției se lărgeste, incluzând și punctul $(N_t, 0, 0, 0, 0, 0)$; valoarea lui ϕ_3 corespunzătoare momentului includerii acestui punct în bazinul de atracție este valoarea pragului laser de continuu.

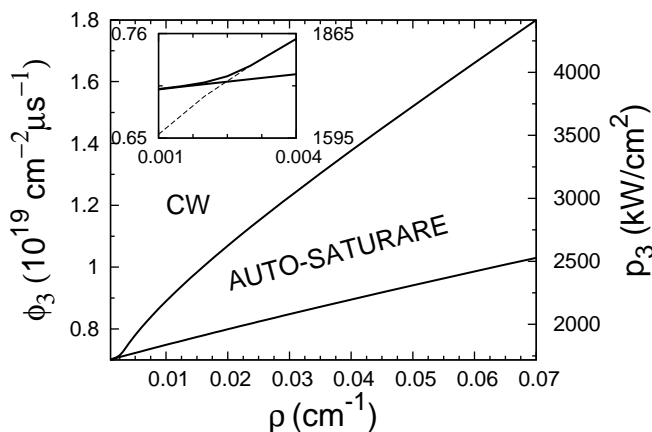


Figura 4.9. Spațiul parametrilor asociat sistemului de ecuații (4.21) pentru pompaj prin conversie superioară la 810 nm. În medalion este prezentat un detaliu al graficului pentru valori mici ale parametrilor de control. Linie continuă: pragurile regimurilor de emisie; linie întreruptă: cea mai mare dintre cele două valori de bifurcație ale lui ϕ_3 . Cea de-a doua axă Y reprezintă densitatea de putere corespunzătoare fluxului de fotoni de pompaj.

4.6 Concluzii

Am studiat dinamica laserilor cu erbiu pompați prin diverse mecanisme (fie direct, fie prin conversie superioară bazată pe absorbții succesive), cu emisie pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Rezultatele calculelor au fost ilustrate folosind datele spectroscopice disponibile pentru cristalele Er:YAG și Er:YLF.

Pentru toate mecanismele de pompaj care nu folosesc ca nivel intermediar ${}^4I_{13/2}$, am observat două regimuri de emisie: la densități mici de putere de pompaj, un regim de emisie laser autosaturată datorită acumulării de populație pe nivelul ${}^4I_{13/2}$, iar la densități mari de putere de pompaj – emisie laser în undă continuă. Pentru pompaj la 795 nm, nivelul inițial al absorbției din stare excitată este ${}^4I_{13/2}$; Absorbția din stare excitată goleşte acest nivel și împiedică acumularea de populație pe el, evitând astfel autosaturarea emisiei. În acest caz, s-au observat două regimuri de emisie: un regim de emisie autopulsată pentru densități mici ale puterii de pompaj și pierderi mici în rezonator, și regimul de undă continuă la densități mai mari ale puterii de pompaj și/sau pierderi în rezonator.

Atât pentru Er:YLF cât și pentru Er:YAG, cel mai redus prag de emisie s-a obținut pentru pompaj direct. Pentru Er:YLF, cel mai mic prag de emisie pompată prin conversie superioară s-a obținut pentru pompajul la 970 nm, datorită absorbției mai bune a radiației de pompaj în mediul activ. Următoarea lungime de undă din acest punct de vedere a fost cea de 795 nm; valorile mici ale pragurilor obținute la această lungime de undă se datorează probabil depopulării nivelului ${}^4I_{13/2}$ de către absorbția pompajului de pe această stare excitată, ceea ce duce la scăderea

pierderilor prin reabsorbția radiației laser din stare excitată. Pentru Er:YAG, valorile pragurilor sunt dispuse în aceeași ordine (crescător: 488 nm, 800 nm, 810 nm), cu excepția faptului că nu există date disponibile despre pompajul prin conversie superioară în nivelul $^4I_{11/2}$. Valoarea mai scăzută a pragului de emisie pentru pompaj la 800 nm decât la 810 nm este în acord cu rezultatele prezentate în Fig. 2.8, unde linia cea mai intensă din spectrul de excitație se află la 800 nm.

Deși regimurile de emisie sunt similare la Er:YLF și Er:YAG pentru mecanisme similare de pompaj, pragurile de emisie laser cât și cele de emisie în undă continuă sunt mult mai reduse la Er:YLF. Acest fapt se datorează în principal timpului de viață mai lung al nivelului $^4S_{3/2}$ al Er:YLF, care face posibilă folosirea unei concentrații mai mari de ioni activi (1% față de 0,5% în YAG), cu îmbunătățirea absorbției pompajului.

Capitolul 5

Concluzii

Au fost investigate procesele de conversie superioară ce au loc în cristale dopate cu Er^{3+} , de diverse concentrații. Rezultatele au fost aplicate în studiul emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ a Er^{3+} .

Pentru caracterizarea proceselor de conversie superioară, am folosit metoda bazată pe studiul spectrului de excitație pompat prin conversie superioară. Această metodă a permis determinarea mecanismelor de populare a nivelului ${}^4S_{3/2}$ în Er:YAG și determinarea lungimii de undă de pompaj cea mai eficientă pentru emisia laser la 551 nm.

O estimare a ratelor diverselor procese de conversie superioară prin transfer de energie, ce au loc în cristalele concentrate de Er:YAG, a fost realizată calculând parametrii microscopici ai acestor procese ca suprapuneri ale spectrelor de emisie și absorbție corespunzătoare tranzițiilor. Metoda a fost îmbunătățită folosind în simulări spectre generate numeric ca suprapuneri de linii cu profil Lorentz și calibrate folosind formalismul Judd-Ofelt.

A fost determinat experimental raportul între parametrii macroscopici a două procese de transfer de energie la concentrații mari de Er^{3+} în YAG din analiza curbelor de dezexcitare luminescentă; procesele în cauză au un rol important în funcționarea laserilor cu Er:YAG: $({}^4I_{11/2}, {}^4I_{11/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4F_{7/2})$ și $({}^4I_{13/2}, {}^4I_{13/2}) \rightarrow ({}^4I_{15/2}, {}^4I_{9/2})$. A fost analizată sensibilitatea metodei, precum și efectul diverșilor factori perturbatori asupra preciziei metodei.

Cea mai investigată tranziție pentru emisia laser prin conversie superioară în medii dopate cu Er^{3+} este cea răspunzătoare de emisia în verde $- {}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Cele mai bune rezultate pe această tranziție la temperatura camerei au fost obținute folosind cristale gazdă cu fononi de energie mică (fluoruri) și scheme de pompaj cu multiple treceri ale radiației de pompaj prin mediul activ. Totuși, nu s-au elaborat încă scheme experimentale care să permită obținerea emisiei laser pompate prin conversie superioară la temperatura camerei folosind o diodă laser.

Rezultatele obținute prin metode spectroscopice au fost aplicate pentru studiul emisiei laser pe tranziția ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ în două cristale dopate cu Er^{3+} : YLiF_4 și YAG, de concentrații reduse (1%, respectiv 0,5%). Modelul folosit este bazat

pe ecuații de rată. Calculele arată că principala contribuție la pragul de emisie este dată de reabsorbția radiației laser prin tranziția ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$. Acest proces afectează și regimul de emisie al laserului, provocând emisie în regim de auto-saturare sau auto-pulsare, în funcție de lungimea de undă de pompaj. Cele mai mici valori pentru pragul de emisie s-au obținut pentru cristalul de Er:YLF, confirmând rezultatele obținute experimental și ideea general acceptată că energia mică a fononilor favorizează emisia laser pe această tranziție. Mecanismul de pompaj prin conversie superioară care a dat rezultatele cele mai bune în Er:YLF a fost cel format din tranzițiile succesive ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ și ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$, în jurul lungimii de undă de 970 nm. Acest mecanism este favorizat de secțiunile mari ale celor două procese de absorbție. Pentru Er:YAG, această lungime de undă de pompaj nu a fost investigată. Următorul în ordinea pragului de emisie a fost mecanismul format din tranzițiile ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ și ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$. Valoarea scăzută a pragului de emisie în acest caz s-ar putea explica prin scăderea reabsorbției la lungimea de undă laser datorită depopulării nivelului ${}^4I_{13/2}$ de către cel de-al doilea pas al mecanismului de pompaj.

Bibliografie

- [1] F. Auzel, "Upconversion and anti-Stokes processes with f and d ions in solids," *Chem. Rev.*, vol. 104, pp. 139–173, 2004.
- [2] T. Förster, "Experimentelle und theoretische Untersuchung des zwischenmolekularen Übergangs von Elektronenanregungsenergie," *Z. Naturforschung*, vol. 4a, pp. 321–327, 1949.
- [3] L. F. Johnson, H. J. Guggenheim, "Infrared-pumped visible laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 19, pp. 44–47, 1971.
- [4] S. Georgescu, O. Toma, C. Florea, C. Naud, "ESA processes responsible for infrared-pumped green and violet luminescence in low-concentrated Er:YAG," *J. Lumin.*, vol. 101, pp. 87–99, 2003.
- [5] V. I. Zhekov, T. M. Murina, A. M. Prokhorov, M. I. Studenikin, S. Georgescu, V. Lupei, I. Ursu, "Cooperative processes in $Y_3Al_5O_{12}-Er^{3+}$ crystals," *Kvant. Elektr.*, vol. 13, pp. 419–422, 1986.
- [6] V. I. Zhekov, T. M. Murina, A. M. Prokhorov, M. I. Studenikin, S. Georgescu, A. Lupei, V. Lupei, "Nonradiative transfer of excitation energy in crystals with the interaction of three optically active centers," *JETP Lett.*, vol. 52, pp. 670–674, 1990.
- [7] A. Lupei, V. Lupei, S. Georgescu, I. Ursu, V. I. Zhekov, T. M. Murina, A. M. Prokhorov, "Many-body energy-transfer processes between Er^{3+} ions in yttrium aluminum garnet," *Phys. Rev. B*, vol. 41, pp. 10 923–10 932, 1990.
- [8] S. Georgescu, V. Lupei, A. Lupei, V. I. Zhekov, T. M. Murina, M. I. Studenikin, "Concentration effects on the up-conversion from the $^4I_{13/2}$ level of Er^{3+} in YAG," *Opt. Commun.*, vol. 81, pp. 186–192, 1991.
- [9] K. S. Bagdasarov, V. P. Danilov, V. I. Zhekov, T. M. Murina, N. N. Platnov, A. M. Prokhorov, "Parameters of excitation energy transfer from the $^4I_{11/2}$ level of the Er^{3+} ion in $(Y_{1-x}Er_x)_3Al_5O_{12}$ crystals," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 22, pp. 341–343, 1992.
- [10] V. P. Danilov, A. M. Prokhorov, M. I. Studenikin, D. Schmid, L. O. Schwan, R. Glasmacher, "Concentration quenching of luminescence from the $^2P_{3/2}$

- level of Er^{3+} ion in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ and YAlO_3 crystals,” *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. 176, pp. 593–600, 1999.
- [11] I. Ursu, A. Lupei, S. Georgescu, V. Lupei, A. M. Prokhorov, V. I. Zhekov, T. M. Murina, M. I. Studenikin, “Energy transfer characteristics of the $^4S_{3/2}$ level of Er^{3+} in YAG,” *Opt. Commun.*, vol. 72, pp. 209–213, 1989.
- [12] I. Ursu, A. Lupei, S. Georgescu, V. Lupei, A. M. Prokhorov, T. M. Murina, “Temperature effects on the $^4S_{3/2}$ luminescence of Er^{3+} in YAG,” *Rev. Roum. Phys.*, vol. 34, pp. 643–651, 1989.
- [13] V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, “Effects of energy transfer on quantum efficiency of YAG:Nd,” *J. Appl. Phys.*, vol. 66, pp. 3792–3797, 1989.
- [14] V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, I. Ursu, “Effects of nearest-neighbor pairs on the energy transfer in Nd:YAG,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 905–907, 1991.
- [15] I. Iparraguirre, J. Fernández, M. Sanz, J. Azkargorta, “The influence of excitation inhomogeneities on energy transfer upconversion measurements,” *Opt. Commun.*, vol. 226, pp. 275–278, 2003.
- [16] S. Georgescu, O. Toma, I. Ivanov, “Upconversion from the $^4I_{13/2}$ and $^4I_{11/2}$ levels in Er:YAG,” *J. Lumin.*, vol. 114, pp. 43–52, 2005.
- [17] H. Engstrom, L. F. Mollenauer, “Chronospectroscopy of exchange-coupled Cr^{3+} -ion pairs in ruby,” *Phys. Rev. B*, vol. 7, pp. 1616–1626, 1973.
- [18] A. Lupei, H. Țoția, “A steady-state method to estimate lifetimes and non-radiative decay in a luminescent system,” *Rev. Roum. Phys.*, vol. 26, pp. 161–167, 1981.
- [19] I. Vasilief, S. Guy, B. Jacquier, H. Haquin, G. Fonteneau, J. L. Adam, M. Couchaud, L. Fulbert, B. B. M. Rabarot, Y. Gao, C. Duverger, “Frequency modulation spectroscopy of erbium-cerium codoped fluoride glasses for optical amplifiers,” *Opt. Mat.*, vol. 24, pp. 77–81, 2003.
- [20] S. Georgescu, H. Țoția, F. Domșa, V. Lupei, “Phase spectroscopy: an improvement to the chronospectroscopic method,” *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 12, pp. 473–476, 1979.
- [21] J. J. Davies, G. F. J. Garlick, C. L. Richards, G. Sowersby, “Investigation of sensitized anti-Stokes phosphors using sinusoidal modulation of the pump intensity,” *J. Lumin.*, vol. 9, pp. 267–287, 1974.
- [22] A. Toncelli, A. D. Lieto, P. Minguzzi, M. Tonelli, “Discovering energy-transfer paths in laser crystals,” *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1165–1167, 1997.
- [23] L. Palatella, A. D. Lieto, P. Minguzzi, A. Toncelli, M. Tonelli, “ Er^{3+} -doped crystals: frequency analysis of nonlinear energy transfer,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, pp. 1711–1717, 2001.

- [24] M. Pollnau, D. R. Gamelin, S. R. Lüthy, H. U. Güdel, M. P. Hehlen, “Power dependence of upconversion luminescence in lanthanide and transition-metal-ion systems,” *Phys. Rev. B*, vol. 61, pp. 3337–3346, 2000.
- [25] D. L. Dexter, “A theory of sensitized luminescence in solids,” *J. Chem. Phys.*, vol. 21, pp. 836–850, 1953.
- [26] J. F. Pouradier, F. E. Auzel, “Calcul des probabilités des transferts d’énergie entre ions de terres rares. II. Transferts $\text{Ho}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$ dans le fluorure mixte $\text{Ho}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_3$,” *Journal de Physique*, vol. 39, pp. 833–837, 1978.
- [27] T. T. Basiev, Y. V. Orlovskii, Y. S. Privis, “High-order multipole interaction in nanosecond Nd-Nd energy transfer,” *J. Lumin.*, vol. 69, pp. 187–202, 1996.
- [28] D. F. de Sousa, F. Batalioto, M. J. V. Bell, S. L. Oliveira, L. A. O. Nunes, “Spectroscopy of Nd^{3+} and Yb^{3+} codoped fluorindogallate glasses,” *J. Appl. Phys.*, vol. 90, pp. 3308–3313, 2001.
- [29] S. Georgescu, O. Toma, “Energy transfer processes in Er-doped crystals,” *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 2, pp. 280–283, 2005.
- [30] L. H. Spangler, B. Farris, E. D. Filer, N. P. Barnes, “A computational study of host effects on Er^{3+} upconversion and self-quenching efficiency in ten garnets,” *J. Appl. Phys.*, vol. 79, pp. 573–577, 1996.
- [31] D. S. Funk, J. G. Eden, “Glass-fiber lasers in the ultraviolet and visible,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 1, pp. 784–791, 1995.
- [32] M. E. Koch, A. W. Kueny, W. E. Case, “Photon avalanche upconversion laser at 644 nm,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1083–1085, 1990.
- [33] E. Osiac, E. Heumann, G. Huber, S. Kück, E. Sani, A. Toncelli, M. Tonelli, “Orange and red upconversion laser pumped by an avalanche mechanism in Pr^{3+} , Yb^{3+} : BaY_2F_8 ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 3832–3834, 2003.
- [34] E. Osiac, “Energy transfer upconversion and avalanche mechanisms in systems doped with Ho^{3+} , Pr^{3+} and Yb^{3+} ions,” Ph.D. dissertation, Universität Hamburg, 2003.
- [35] D. Piehler, D. Craven, N. Kwong, H. Zarem, “Laser-diode-pumped red and green upconversion fibre lasers,” *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1857–1858, 1993.
- [36] D. M. Baney, G. Rankin, K. W. Chang, “Simultaneous blue and green upconversion lasing in a laser-diode-pumped $\text{Pr}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fluoride fiber laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 1662–1664, 1996.
- [37] T. Sandrock, H. Scheife, E. Heumann, G. Huber, “High-power continuous-wave upconversion fibre laser at room temperature,” *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 808–810, 1997.

- [38] S. C. Goh, R. Pattie, C. Byrne, D. Coulson, "Blue and red laser action in $\text{Nd}^{3+}:\text{Pr}^{3+}$ codoped fluorozirconate glass," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 768–770, 1995.
- [39] Y. Zhao, S. Fleming, S. Poole, "22 mW blue output power from a Pr^{3+} fluoride fibre upconversion laser," *Opt. Commun.*, vol. 114, pp. 285–288, 1995.
- [40] H. M. Pask, A. C. Tropper, D. C. Hanna, "A Pr^{3+} -doped ZBLAN fibre upconversion laser pumped by an Yb^{3+} -doped silica fibre laser," *Opt. Commun.*, vol. 134, pp. 139–144, 1997.
- [41] R. M. Macfarlane, F. Tong, A. J. Silversmith, W. Lenth, "Violet cw neodymium upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, pp. 1300–1302, 1988.
- [42] W. Lenth, R. M. Macfarlane, "Excitation mechanisms for upconversion lasers," *J. Lumin.*, vol. 45, pp. 346–350, 1990.
- [43] J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant, "Room temperature CW tunable green upconversion holmium fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 261–263, 1990.
- [44] D. S. Funk, J. G. Eden, "Laser diode-pumped holmium-doped fluorozirconate glass fiber laser in the green ($\lambda \sim 544 - 549$ nm): power conversion efficiency, pump acceptance bandwidth, and excited-state kinetics," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, pp. 980–992, 2001.
- [45] D. C. Nguyen, G. E. Faulkner, M. Dulick, "Blue-green (450-nm) upconversion $\text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$ laser," *Appl. Opt.*, vol. 28, pp. 3553–3555, 1989.
- [46] T. Hebert, R. Wannemacher, R. M. Macfarlane, W. Lenth, "Blue continuously pumped upconversion lasing in $\text{Tm}:\text{YLiF}_4$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 2592–2594, 1992.
- [47] B. P. Scott, F. Zhao, R. S. F. Chang, N. Djeu, "Upconversion-pumped blue laser in $\text{Tm}:\text{YAG}$," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 113–115, 1993.
- [48] R. J. Thrash, L. F. Johnson, "Upconversion laser emission from Yb^{3+} -sensitized Tm^{3+} in BaY_2F_8 ," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 881–885, 1994.
- [49] M. P. L. Flohic, J. Y. Allain, G. M. Stéphan, G. Mazé, "Room-temperature continuous-wave upconversion laser at 455 nm in a Tm^{3+} fluorozirconate fiber," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1982–1984, 1994.
- [50] F. Brunet, P. Laperle, R. Vallée, S. LaRochelle, L. Pujol, "Modeling of Tm -doped ZBLAN blue upconversion fiber lasers operating at 455 nm," in *SPIE Proc.*, vol. 3849, 1999, pp. 125–135.
- [51] S. Sanders, R. G. Waarts, D. G. Mehuys, D. F. Welch, "Laser diode pumped 106 mW blue upconversion fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 1815–1817, 1995.

- [52] H. Fujiwara, K. Sasaki, "Upconversion lasing of a thulium-ion-doped fluorozirconate glass microsphere," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, pp. 2385–2388, 1999.
- [53] W. Tian, B. R. Reddy, "Ultraviolet upconversion in thulium-doped fluorozirconate fiber observed under two-color excitation," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1580–1582, 2001.
- [54] G. Qin, S. Huang, Y. Feng, A. Shirakawa, M. Musha, K. Ueda, "Photodegradation and photocuring in the operation of a blue upconversion fiber laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, p. 126108, 2005.
- [55] D. E. McCumber, "Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra," *Phys. Rev.*, vol. 136, pp. A954–A957, 1964.
- [56] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, W. F. Krupke, "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} ," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 2619–2630, 1992.
- [57] S. Georgescu, V. Lupei, A. Petraru, C. Hapenciuc, C. Florea, C. Naud, C. Porte, "Excited-state-absorption in low concentrated Er:YAG crystals for pulsed and cw pumping," *J. Lumin.*, vol. 93, pp. 281–293, 2001.
- [58] P. LeBoulanger, J.-L. Doualan, S. Girard, J. Margerie, R. Moncorgé, "Excited-state absorption spectroscopy of Er^{3+} -doped $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YVO_4 , and phosphate glass," *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 11 380–11 390, 1999.
- [59] J. Koetke, G. Huber, "Infrared excited-state-absorption and stimulated emission cross-section of Er^{3+} -doped crystals," *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, vol. 61, pp. 51–158, 1995.
- [60] B. R. Judd, "Optical absorption intensities of rare-earth ions," *Phys. Rev.*, vol. 127, pp. 750–761, 1962.
- [61] G. S. Ofelt, "Intensities of crystal spectra of rare-earth ions," *J. Chem. Phys.*, vol. 37, pp. 511–520, 1962.
- [62] D. L. Dexter, "Theory of the optical properties of imperfections in nonmetals," in *Advances in research and applications*, ser. Solid State Physics, F. Seitz D. Turnbull, Eds. Academic Press Inc., 1958, vol. 6, pp. 353–411.
- [63] W. J. C. Grant, "Role of rate equations in the theory of luminescent energy transfer," *Phys. Rev. B*, vol. 4, pp. 648–663, 1971.
- [64] S. Georgescu, V. Lupei, M. Trifan, R. J. Sherlock, T. J. Glynn, "Population dynamics of the three-micron emitting level of Er^{3+} in YAlO_3 ," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, pp. 6610–6613, 1996.
- [65] R. A. McFarlane, "Dual wavelength visible upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 2301–2302, 1989.

- [66] R. Brede, E. Heumann, J. Koetke, T. Danger, G. Huber, B. Chai, "Green up-conversion laser emission in Er-doped crystals at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 2030–2031, 1993.
- [67] T. Danger, J. Koetke, R. Brede, E. Heumann, G. Huber, B. H. T. Chai, "Spectroscopy and green upconversion laser emission of Er³⁺-doped crystals at room temperature," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, pp. 1413–1422, 1994.
- [68] O. Toma, S. Georgescu, "Dynamics of a green upconversion-pumped Er:YAG laser exhibiting reabsorption losses," in *SPIE Proc.*, vol. 5449, 2003, pp. 155–163.
- [69] O. Toma, S. Georgescu, "Dynamics of an upconversion Er:YAG laser with reabsorption losses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, pp. 1630–1637, 2004.
- [70] O. Toma, S. Georgescu, "Pump wavelengths for an Er:YAG green-emitting laser," in *SPIE Proc.*, vol. 6054, 2006, pp. 60 540L–1 – 60 540L–11.
- [71] O. Toma, S. Georgescu, "The influence of pump wavelength on Er:YAG green-emitting laser characteristics," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, pp. 192–197, 2006.
- [72] R. Brede, T. Danger, E. Heumann, G. Huber, B. Chai, "Room-temperature green laser emission of Er:LiYF₄," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 729–730, 1993.
- [73] A. J. Silversmith, W. Lenth, R. M. Macfarlane, "Green infrared-pumped erbium upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 1977–1979, 1987.
- [74] R. Scheps, "Er³⁺:YAlO₃ upconversion laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 2914–2924, 1994.
- [75] R. Scheps, "Upconversion laser processes," *Prog. Quant. Electr.*, vol. 20, pp. 271–358, 1996.
- [76] M. Holck, R. Scheps, "Results of upconversion lasing of Er³⁺ in YAlO₃ crystal at cryogenic temperatures to green," in *SPIE Proc.*, vol. 5260, 2003, pp. 548–554.
- [77] P. Xie, S. C. Rand, "Visible cooperative upconversion laser in Er:LiYF₄," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1198–1200, 1992.
- [78] M. Pollnau, W. Lüthy, H. P. Weber, "Population mechanisms of the green Er³⁺:LiYF₄ laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, pp. 6128–6134, 1995.
- [79] R. A. McFarlane, "High-power visible upconversion laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1397–1399, 1991.
- [80] P. Xie, S. C. Rand, "Continuous-wave mode-locked visible upconversion laser: erratum; visible cooperative upconversion laser in Er:LiYF₄: erratum," *Opt. Lett.*, vol. 17, p. 1822, 1992.

- [81] P. Xie, S. C. Rand, "Continuous-wave mode-locked visible upconversion laser," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1116–1118, 1992.
- [82] F. Tong, W. P. Risk, R. M. Macfarlane, W. Lenth, "551 nm diode-laser-pumped upconversion laser," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1389–1390, 1989.
- [83] R. A. McFarlane, M. Robinson, S. A. Pollack, "Multiwavelength upconversion lasers in fluoride crystals," in *SPIE Proc.*, vol. 1223, 1990, pp. 294–302.
- [84] P. Xie, "Continuous-wave, cooperative upconversion lasers," Ph.D. dissertation, The University of Michigan, 1992.
- [85] R. R. Stephens, R. A. McFarlane, "Diode-pumped upconversion laser with 100-mW output power," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 34–36, 1993.
- [86] F. Heine, E. Heumann, T. Danger, T. Schweizer, G. Huber, B. Chai, "Green upconversion continuous wave $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ laser at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 383–384, 1994.
- [87] P. E.-A. Möbert, E. Heumann, G. Huber, B. H. T. Chai, "Green $\text{Er}^{3+}:\text{YLiF}_4$ upconversion laser at 551 nm with Yb^{3+} codoping: a novel pumping scheme," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1412–1414, 1997.
- [88] R. A. McFarlane, "Upconversion laser in $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Er}$ 5% pumped by ground-state and excited-state absorption," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 871–880, 1994.
- [89] E. Heumann, S. Bär, H. Kretschmann, G. Huber, "Diode-pumped continuous-wave green upconversion lasing of $\text{Er}^{3+}:\text{LiLuF}_4$ using multipass pumping," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 1699–1701, 2002.
- [90] H. Scheife, G. Huber, E. Heumann, S. Bär, E. Osiac, "Advances in upconversion lasers based on Er^{3+} and Pr^{3+} ," *Opt. Mat.*, vol. 26, pp. 365–374, 2004.
- [91] E. Heumann, S. Bär, K. Rademaker, G. Huber, S. Butterworth, A. Dening, W. Seelert, "Semiconductor-laser-pumped high-power upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 061108, 2006.
- [92] F. Kaczmarek, J. Karolczak, "Infrared-to-visible upconversion in erbium fluoride ($\text{ZBLAN}:\text{Er}^{3+}$) optical fiber: competition between the parasitic 850-nm fluorescence and the green laser emission at 544 nm," *Opto-Electronics Review*, vol. 12, p. 247248, 2004.
- [93] T. J. Whitley, C. A. Millar, R. Wyatt, M. C. Brierley, D. Szebesta, "Upconversion pumped green lasing in erbium doped fluorozirconate fibre," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1785–1786, 1991.
- [94] J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant, "Tunable green upconversion erbium fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 111–113, 1992.

- [95] J. F. Massicott, M. C. Brierley, R. Wyatt, S. T. Davey, D. Szebesta, "Low threshold, diode pumped operation of a green, Er^{3+} doped fluoride fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 2119–2120, 1993.
- [96] S. A. Pollack, D. B. Chang, M. Birnbaum, "Threefold upconversion laser at 0,85, 1,23, and 1,73 μm in Er:YLF pumped with a 1,53 μm Er glass laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 869–871, 1989.
- [97] P. Xie, S. C. Rand, "Continuous-wave trio upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 1182–1184, 1990.
- [98] S. A. Pollack, D. B. Chang, R. A. McFarlane, H. Jenssen, "Infrared (Er)BaY₂F₈ laser pumped through di- and tri-ionic upconversion processes," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, pp. 648–653, 1990.
- [99] P. Xie, S. C. Rand, "Astigmatically compensated, high gain cooperative upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 3084–3086, 1992.
- [100] P. E.-A. Möbert, E. Heumann, G. Huber, B. H. T. Chai, "540 mW of blue output power at 425 nm generated by intracavity frequency doubling an upconversion-pumped Er^{3+} :YLiF₄ laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 139–141, 1998.
- [101] C. A. Millar, M. C. Brierley, M. H. Hunt, S. F. Carter, "Efficient up-conversion pumping at 800 nm of an erbium-doped fluoride fibre laser operating at 850 nm," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1871–1873, 1990.
- [102] T. J. Whitley, C. A. Millar, M. C. Brierley, S. F. Carter, "23 dB gain upconversion pumped erbium doped fibre amplifier operating at 850 nm," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 184–186, 1991.
- [103] P. Xie, S. C. Rand, "Continuous-wave, fourfold upconversion laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 3125–3127, 1993.
- [104] T. Hebert, R. Wannemacher, W. Lenth, R. M. Macfarlane, "Blue and green cw upconversion lasing in Er:YLiF₄," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 1727–1729, 1990.
- [105] R. Burlot-Loison, M. Pollnau, K. Krämer, P. Egger, J. Hulliger, H. U. Güdel, "Laser-relevant spectroscopy and upconversion mechanisms of Er^{3+} in Ba₂YCl₇ pumped at 800 nm," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, pp. 2055–2067, 2000.
- [106] F. Sanchez, A. Kellou, "Laser dynamics with excited-state absorption," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 209–213, 1997.
- [107] L. F. Johnson, H. J. Guggenheim, "New laser lines in the visible from Er^{3+} ions in BaY₂F₈," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 20, pp. 474–477, 1972.
- [108] O. Toma, E. Osiac, S. Georgescu, "Pump wavelengths for an Er:YLiF₄ green-emitting laser," *Opt. Mat.*, vol. 30, pp. 181–183, 2007.

- [109] O. Toma, "Emission regimes of a green Er:YLiF₄ laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, pp. 519–526, 2007.
- [110] M. A. C. dos Santos, E. Antic-Fidancev, J. Y. Gesland, J. C. Krupa, M. Lemaître-Blaise, P. Porcher, "Absorption and fluorescence of Er³⁺-doped LiYF₄: measurements and simulation," *J. Alloys Comp.*, vol. 275-277, pp. 435–441, 1998.
- [111] M. Pollnau, T. Graf, J. E. Balmer, W. Lüthy, H. P. Weber, "Explanation of the cw operation of the Er³⁺ 3- μ m crystal laser," *Phys. Rev. A*, vol. 49, pp. 3990–3996, 1994.
- [112] M. Pollnau, "Analysis of heat generation and thermal lensing in erbium 3- μ m lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, pp. 350–357, 2003.
- [113] C. Li, Y. Guyot, C. Linares, R. Moncorgé, M. F. Joubert, "Radiative transition probabilities of trivalent rare-earth ions in LiYF₄," in *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, T. Y. Fan A. A. Pinto, Eds., vol. 15, 1993, pp. 91–94.
- [114] A. M. Tkachuk, I. K. Razumova, A. A. Mirzaeva, A. V. Malyshev, V. P. Gapontsev, "Up-conversion and population of excited erbium levels in LiY_{1-x}Er_xF₄ (x=0.003-1) crystals under CW InGaAs laser-diode pumping," *Optics and Spectroscopy*, vol. 92, pp. 67–82, 2002.
- [115] C. Labbé, J.-L. Doualan, S. Girard, R. Moncorgé, M. Thuau, "Absolute excited state absorption cross section measurements in Er³⁺:LiYF₄ for laser applications around 2.8 μ m and 551 nm," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 12, pp. 6943–6957, 2000.
- [116] J. J. Degnan, "Theory of the optimally coupled Q-switched laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 214–220, 1989.
- [117] M. Pollnau, R. Spring, C. Ghisler, S. Wittwer, W. Lüthy, H. P. Weber, "Efficiency of erbium 3- μ m crystal and fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 657–663, 1996.
- [118] M. Pollnau, R. Spring, S. Wittwer, W. Lüthy, H. P. Weber, "Investigations on the slope efficiency of a pulsed 2.8- μ m Er³⁺:LiYF₄ laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 974–978, 1997.

Lista de lucrări a autorului

Lucrări publicate în reviste cotate ISI

1. S. Georgescu, O. Toma, C. Florea, C. Naud, "ESA processes responsible for infrared pumped, green and violet luminescence in low concentrated Er:YAG", *Journal of Luminescence* **101**, 87-99 (2003).
2. S. Georgescu, O. Toma, H. Totia, "Intrinsic limits of the efficiency of erbium 3- μ m lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, 722-732 (2003).
3. O. Toma, S. Georgescu, "Dynamics of an upconversion Er:YAG laser with reabsorption losses", *Journal of the Optical Society of America B* **21**, 1630-1637 (2004).
4. S. Georgescu, O. Toma, I. Ivanov, "Upconversion from the $^4I_{13/2}$ and $^4I_{11/2}$ levels in Er:YAG", *Journal of Luminescence* **114**, 43-52 (2005).
5. S. Georgescu, O. Toma, "Er:YAG three-micron laser: performances and limits", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11**, 682-689 (2005).
6. S. Georgescu, A. M. Chinie, A. Stefan, O. Toma, "Effects of thermal treatment on the luminescence of YAG:Eu nanocrystals synthesized by a nitrate-citrate sol-gel method", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* **7**, 2985-2990 (2005).
7. O. Toma, S. Georgescu, "The influence of pump wavelength on Er:YAG green-emitting laser characteristics", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **42**, 192-197 (2006).
8. A. M. Chinie, A. Stefan, S. Georgescu, O. Toma, E. Borca, M. Bercu, "Structural and spectroscopical characterization of RE³⁺ (RE=Er, Eu, Tb) doped nanocrystalline YAG produced by a sol-gel method", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* **8**, 95-98 (2006).
9. O. Toma, "Emission regimes of a green Er:YLiF₄ laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **43**, 519-526 (2007).
10. O. Toma, E. Osiac, S. Georgescu, "Pump wavelengths for an Er: YLiF₄ green-emitting laser", *Optical Materials* **30**, 181-183 (2007).

11. S. Georgescu, O. Toma, L. Gheorghe, A. Achim, A. M. Chinie, A. Stefan, "Disorder effects in the fluorescence spectra of Eu^{3+} in langatate ($\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$) crystals", *Optical Materials* **30**, 212-215 (2007).
12. S. Georgescu, O. Toma, A.M. Chinie, L. Gheorghe, A. Achim, A. S. Stefan, "Spectroscopic characteristics of langasite ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) and langatate ($\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$) crystals doped with Eu^{3+} ", în curs de publicare în *Optical Materials* (doi:10.1016/j.optmat.2007.05.035).

Lucrări publicate în alte reviste

1. S. Georgescu, O. Toma, C. Florea, "Intrinsic efficiency of infra-red-pumped green emission of Er:YAG laser", *Romanian Journal of Physics* **48**, 307-315 (2003).
2. S. Constantinescu, L. Gheorghe, C. Stoicescu, S. Georgescu, O. Toma, I. Bibicu, "Growth and XRD, optical and Mössbauer investigations of Eu-doped trigonal La-gallosilicate crystals", *Romanian Reports in Physics* **57**, 249-260 (2005).
3. O. Toma, S. Georgescu, "Pump wavelengths for an upconversion-pumped Er:YAG green-emitting laser", *Romanian Journal of Physics* **51**, 649-661 (2006).
4. S. Constantinescu, S. Georgescu, I. Bibicu, A. M. Chinie, A. S. Stefan, O. Toma, "Mössbauer and optical investigation of Eu:YAG nanocrystals synthesized by a sol-gel method", *Romanian Journal of Physics* **52**, 277-286 (2007).

Lucrări prezentate la conferințe internaționale

1. S. Georgescu, O. Toma, C. Florea, C. Naud, "Excited state absorption and intrinsic efficiency of infrared-pumped green laser emission in Er:YAG", International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (ICL'02, Budapesta, 24-29 august 2002).
2. S. Georgescu, O. Toma, H. Totia, "Intrinsic limits of the efficiency of 3- μm Er:YAG laser", lecție invitată la Conferința Internațională RomOpto 2003 (Constanța, 8-11 septembrie 2003), publicată în SPIE Proceedings vol. 5581, pp. 98-113 (2004).
3. S. Georgescu, O. Toma, "Modeling of a green upconversion pumped Er: YAG laser", Conferința Internațională RomOpto 2003 (Constanța, 8-11 septembrie 2003), publicată în SPIE Proceedings vol. 5581, pp.245-252 (2004).
4. O. Toma, S. Georgescu, "Dynamics of an upconversion-pumped Er:YAG laser exhibiting reabsorption losses", conferința Laser and Laser Information Technologies / Laser Technologies and Lasers 2003 (Smolyan, 27 septembrie - 1 octombrie 2003), publicată în SPIE Proceedings vol. 5449, pp. 155-163 (2004).

5. S. Georgescu, O. Toma, "Energy transfer processes in Er-doped crystals", 15th International Conference on Defects in Insulating Materials (ICDIM) 2004 (Riga, 11-16 iulie 2004), publicată în *Physica Status Solidi (c)* vol. 2, pp. 280-283 (2005).
6. O. Toma, S. Georgescu, "Pump wavelengths for an Er:YAG green-emitting laser", Conference on Lasers, Applications, and Technologies – LAT 2005 (Sankt Petersburg, 11-15 mai 2005), publicată în *SPIE Proceedings* vol. 6054 pp. 60540L-1 - 60540L-11 (2006).
7. S. Georgescu, O. Toma, A. Achim, A. M. Chinie, L. Gheorghe, A. Stefan, "Optical studies of the partially disordered crystals langasite ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) and langatate ($\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$) doped with Eu^{3+} ", Conferința Internațională RomOpto 2006 (Sibiu, 28-31 august 2006), publicată în *SPIE Proceedings* vol. 6785, p. 678509 (2007).
8. S. Georgescu, S. Constantinescu, A. M. Chinie, A. S. Stefan, O. Toma, I. Bibicu, "Optical and Mossbauer studies on YAG:Eu nanocrystals synthesized by a sol-gel method", Conferința Internațională RomOpto 2006 (Sibiu, 28-31 august 2006), publicată în *SPIE Proceedings* vol. 6785, p. 67850A (2007).
9. S. Georgescu, A. M. Chinie, A. Stefan, O. Toma, "Spectroscopy of Eu:YAG nanopowders", 10th Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials – Eurodim 2006 (Milano, 10-14 iulie 2006).
10. S. Georgescu, O. Toma, A. M. Chinie, L. Gheorghe, A. Achim, A. S. Stefan, "Excited state dynamics of Eu^{3+} in the partially disordered crystals $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ and $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ ", International Conference on Dynamical Processes in Excited States of Solids – DPC 07 (Segovia, 17-22 iunie 2007).
11. S. Georgescu, A. M. Voiculescu, E. Cotoi, O. Toma, C. Stoicescu, "Synthesis and luminescence properties of nanocrystalline Eu^{3+} and Er^{3+} -doped yttrium orthovanadate", 8th International Balkan Workshop on Applied Physics – IBWAP 2007 (Constanța, 4-7 iulie 2007).