

UTICAJ DIZAJNA AKTIVNE OBLASTI NA POJAČANJE $\lambda \sim 9\mu\text{m}$ KVANTNO KASKADNIH LASERA U MAGNETNOM POLJU

A. Mirčetić¹, J. Radovanović¹, V. Milanović¹, Z. Ikončić^{1,2}, D. Indin^{1,2}, P. Harrison²

¹Elektrotehnički fakultet, Bulevar Kralja Aleksandra 73, 11120 Beograd

²Institute of Microwaves and Photonics, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, United Kingdom

Sadržaj – Istražena je mogućnost modulacije optičkog pojačanja u aktivnoj oblasti kvantno kaskadnih lasera, dizajniranih za zračenje u srednjoj infracrvenoj oblasti spektra, primenom jakog spoljašnjeg magnetnog polja koje utiče na procese relaksacije, pre svega na rasejanje elektrona na longitudinalnim optičkim fononima. Dodatno konfiniranje nosilaca izazvano dejstvom magnetnog polja dovodi do promene vremena života nosilaca na gornjem laserskom nivou, što rezultuje oscilacijama pojačanja u funkciji intenziteta polja. Model je primenjen na dve strukture dizajnirane za zračenje na talasnim dužinama od $\lambda \sim 9\mu\text{m}$.

1. UVOD

Kvantno kaskadni laseri (QCL – quantum cascade lasers) predstavljaju novu grupu poluprovodničkih izvora zračenja čiji je rad baziran na unutarzonskim prelazima do kojih dolazi između diskretnih stanja formiranih u periodičnoj strukturi višestrukih kvantnih jama [1]-[3]. Mehanizmi relaksacije u aktivnoj oblasti ovih lasera rukovođeni su brzinom rasejanja elektrona na longitudinalnim optičkim (LO) fononima, što ima za posledicu izuzetno kratka vremena života u pobuđenom stanju, ($\sim 1\text{ps}$ ili manje), usled čega ih karakterišu veće gustine struje praga u odnosu na klasične poluprovodničke svetlosne emitere. Međutim, pokazuje se da se na brzinu rasejanja, a samim tim i na pojačanje lasera, može uticati smanjenjem dimenzionalnosti sistema.

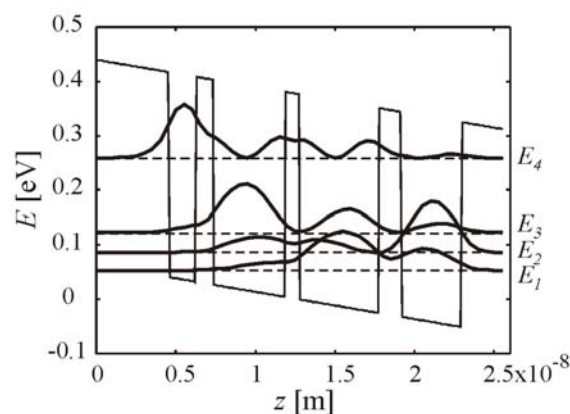
Ukoliko se kaskadna struktura izloži dejstvu jakog spoljašnjeg magnetnog polja normalnog na epitaksijalne slojeve, u ravni slojeva u kojoj je kretanje nosilaca bilo slobodno dolazi do dodatne kvantizacije kojom se dvodimenzionalne podzone prevode u nizove diskretnih Landauovih nivoa (LL – Landau levels) [3]-[5]. Variranjem jačine magnetnog polja položaj ovih nivoa se menja, te se određeni prelazi mogu podsticati odnosno potiskivati, čime se otvara mogućnost modulacije inverzne populacije a samim tim i pojačanja lasera.

U ovom radu biće analiziran uticaj jakog magnetnog polja na brzine rasejanja elektrona na longitudinalnim optičkim i akustičkim fononima, kao i na pojačanje aktivne oblasti lasera u GaAs/AlGaAs-nim strukturama sa različito koncipiranim aktivnim oblastima, dizajniranim za rad u srednjoj infracrvenoj oblasti spektra, na $\lambda \sim 9\mu\text{m}$.

2. TEORIJSKA RAZMATRANJA

Kada se struktura prikazana na Slici 1, koju čini aktivna oblast GaAs/Ga_{0,45}Al_{0,55}As kvantno kaskadnog lasera formirana od četiri spregnute kvantne jame, izloži dejstvu jakog magnetnog polja B , čiji je pravac normalan na ravan slojeva,

kontinualne podzone $E_n(k_{\parallel})$ se razbijaju na nizove pojedinačnih diskretnih stanja sa energijama $E_{n,l} \approx E_n + (l+1/2)\hbar\omega_c$, gde $l=0,1,2,\dots$ predstavlja indeks Landau-ovog nivoa, a $\omega_c = eB/m^*$ ciklotronska frekvencija. Iz navedenog izraza se može videti da se promenom intenziteta magnetnog polja položaji ovih nivoa menjaju, a samim tim menjaju se i verovatnoće određenih neradijativnih prelaza, pri čemu je uslov pod kojim dolazi do fononske rezonancije u odnosu na gornji laserski nivo dat izrazom $E_{4,0} - E_{n,l} = \hbar\omega_{LO}$, gde je $n = 1,2,3$, a $\hbar\omega_{LO}$ predstavlja energiju LO fonona.



Sl. 1: Šematski dijagram potencijala provodne zone aktivnog regiona GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As kvantnog kaskadnog lasera pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja od 48kV/cm, sa naznačenim energetske nivoima i njima odgovarajućim kvadratima talasnih funkcija u odsustvu magnetnog polja. Debljine slojeva u nanometrima iznose 4.6, 1.6, 1.1, 4.4, 0.8, 5.0, 1.4, 3.8 i 2.5, pri čemu su običnim pismom označene jame, a podebljanim barijere i predstavljaju rezultat optimizacije aktivne oblasti sa ciljem postizanja maksimalnog pojačanja.

U strukturama nalik razmatranjoj, dozvoljeni su samo prelazi između stanja kojima odgovara ista vrednost Landau-ovog broja l ($i, l \rightarrow f, l$) [6], a optičko pojačanje lasera je tada definisano izrazom:

$$g_{4,3} = \frac{2\pi e^2}{n\epsilon_0} \frac{d_{4,3}^2 \delta(E_{4,0} - E_{3,0} - \hbar\omega)}{\lambda} (N_{S4} - N_{S3}) \quad (1)$$

gde je ϵ_0 je dielektrična permitivnost vakuuma, n indeks prelamanja materijala, $d_{if} = \langle \eta_i | z | \eta_f \rangle$ matrični element prelaza (η_i i η_f predstavljaju z -komponente ukupnih talasnih funkcija inicijalnog i finalnog stanja), a N_{S_n} je ukupna površinska gustina elektrona u stanjima nastalim

diskretizacijom podzone E_n . Iz gornjeg izraza može se videti da je za izračunavanje pojačanja neophodno odrediti inverznu populaciju nosilaca $N_{S4}-N_{S3}$, koja se dobija rešavanjem sistema brzinskih jednačina. Pri formiranju ovog sistema pretpostavićemo da se elektroni injektuju u aktivnu oblast konstantnom strujom J , i to samo u ograničeni broj relevantnih Landauovih nivoa gornjeg laserskog stanja (nivoi $4,0;\dots;4,l_{\max_4}$), pri čemu se vrednost l_{\max_4} određuje tako da se svi nivoi iznad $(4,l_{\max_4})$ mogu na datoj temperaturi smatrati nenaseljenim. Ekstrakcija elektrona vrši se iz Landau-ovih nizova koji potiču od osnovnog i prvog pobuđenog stanja ($n=1$ i $n=2$). Obzirom da se procesi apsorpcije na nižim temperaturama mogu zanemariti [7], sistem brzinskih jednačina za slučaj aktivne oblasti sa četiri jame glasi:

$$\frac{\partial N_{4,l_{\max_4}}}{\partial t} = \frac{J_{4,l_{\max_4}}}{e} - N_{4,l_{\max_4}} \times \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_4}-1} \frac{\bar{f}(E_{4,p})}{\tau_{4,l_{\max_4};4,p}} + \sum_{i=0}^{l_{\max_3}} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{4,l_{\max_4};3,i}} + \sum_{j=0}^{l_{\max_2}} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{4,l_{\max_4};2,j}} + \sum_{k=0}^{l_{\max_1}} \frac{\bar{f}(E_{1,k})}{\tau_{4,l_{\max_4};1,k}} \right] = 0$$

⋮

$$\frac{\partial N_{4,m}}{\partial t} = \frac{J_{4,m}}{e} + \bar{f}(E_{4,m}) \times \sum_{p=m+1}^{l_{\max_4}} \frac{N_{4,p}}{\tau_{4,p;4,m}} - N_{4,m} \left[\sum_{p=0}^{m-1} \frac{\bar{f}(E_{4,p})}{\tau_{4,m;4,p}} + \sum_{i=0}^{l_{\max_3}} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{4,m;3,i}} + \sum_{j=0}^{l_{\max_2}} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{4,m;2,j}} + \sum_{k=0}^{l_{\max_1}} \frac{\bar{f}(E_{1,k})}{\tau_{4,m;1,k}} \right] = 0$$

⋮

$$\frac{\partial N_{3,m}}{\partial t} = \bar{f}(E_{3,m}) \times \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_4}} \frac{N_{4,p}}{\tau_{4,p;3,m}} + \sum_{i=m+1}^{l_{\max_3}} \frac{N_{3,i}}{\tau_{3,i;3,m}} + \sum_{j=\min(3,m)}^{l_{\max_2}} \frac{N_{2,j}}{\tau_{2,j;3,m}} + \sum_{k=\min(3,m)}^{l_{\max_1}} \frac{N_{1,k}}{\tau_{1,k;3,m}} \right] - N_{3,m} \left[\sum_{i=0}^{m-1} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{3,m;3,i}} + \sum_{j=0}^{j_{\min(3,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{3,m;2,j}} + \sum_{k=0}^{k_{\min(3,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{1,k})}{\tau_{3,m;1,k}} \right] = 0$$

⋮

$$\frac{\partial N_{2,m}}{\partial t} = \bar{f}(E_{2,m}) \times \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_4}} \frac{N_{4,p}}{\tau_{4,p;2,m}} + \sum_{i=\min(2,m)}^{l_{\max_3}} \frac{N_{3,i}}{\tau_{3,i;2,m}} + \sum_{j=m+1}^{l_{\max_2}} \frac{N_{2,j}}{\tau_{2,j;2,m}} + \sum_{k=\min(2,m)}^{l_{\max_1}} \frac{N_{1,k}}{\tau_{1,k;2,m}} \right] - N_{2,m} \left[\sum_{i=0}^{i_{\min(2,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{2,m;3,i}} + \right]$$

$$+ \sum_{j=0}^{m-1} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{2,m;2,j}} + \sum_{k=0}^{k_{\min(2,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{1,k})}{\tau_{2,m;1,k}} \right] - \frac{J_{2,m}}{e} = 0$$

⋮

$$\frac{\partial N_{1,m}}{\partial t} = \bar{f}(E_{1,m}) \times \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_4}} \frac{N_{4,p}}{\tau_{4,p;1,m}} + \sum_{i=\min(1,m)}^{l_{\max_3}} \frac{N_{3,i}}{\tau_{3,i;1,m}} + \sum_{j=\min(1,m)}^{l_{\max_2}} \frac{N_{2,j}}{\tau_{2,j;1,m}} + \sum_{k=m+1}^{l_{\max_1}} \frac{N_{1,k}}{\tau_{1,k;1,m}} \right] - N_{1,m} \left[\sum_{i=0}^{i_{\min(1,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{1,m;3,i}} + \sum_{j=0}^{j_{\min(1,m)}-1} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{1,m;2,j}} + \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\bar{f}(E_{1,k})}{\tau_{1,m;1,k}} \right] - \frac{J_{1,m}}{e} = 0$$

⋮

$$\frac{\partial N_{1,1}}{\partial t} = \bar{f}(E_{1,1}) \times \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_4}} \frac{N_{4,p}}{\tau_{4,p;1,1}} + \sum_{i=\min(1,1)}^{l_{\max_3}} \frac{N_{3,i}}{\tau_{3,i;1,1}} + \sum_{j=\min(1,1)}^{l_{\max_2}} \frac{N_{2,j}}{\tau_{2,j;1,1}} + \sum_{k=2}^{l_{\max_1}} \frac{N_{1,k}}{\tau_{1,k;1,1}} \right] - N_{1,1} \left[\sum_{i=0}^{i_{\min(1,1)}-1} \frac{\bar{f}(E_{3,i})}{\tau_{1,1;3,i}} + \sum_{j=0}^{j_{\min(1,1)}-1} \frac{\bar{f}(E_{2,j})}{\tau_{1,1;2,j}} + \frac{\bar{f}(E_{1,0})}{\tau_{1,1;1,0}} \right] - \frac{J_{1,1}}{e} = 0$$

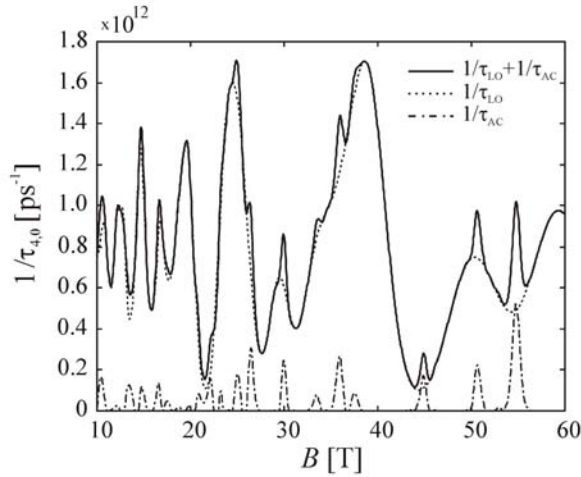
(2)

gde je $\bar{f}(E_{n,l}) = 1 - f_{FD}(E_{n,l})$, a $1/\tau_{n_1 l_1; n_2 l_2}$ ukupna brzina relaksacije elektrona koja odgovara neradijativnom prelazima sa nivoa n_1, l_1 na nivo n_2, l_2 , uz emisiju LO i akustičkih fonona. Struje injekcije i ekstrakcije elektrona se računaju izrazima $J_{4,m} = J \exp(-E_{4,m}/k_B T) / \sum_{p=0}^{l_{\max_4}} \exp(-E_{4,p}/k_B T)$ i $J_{1(2),m} = J \exp(-E_{1(2),m}/k_B T) / \left[\sum_{p=0}^{l_{\max_1}} \exp(-E_{1,p}/k_B T) + \sum_{p=0}^{l_{\max_2}} \exp(-E_{2,p}/k_B T) \right]$. Veličine l_{\max_1} , l_{\max_2} i l_{\max_3} predstavljaju maksimalne vrednosti indeksa Landau-ovih nivoa koji potiču od tri niže podzone, takve da još važi $E_{4,0} - E_{1,l_{\max_1(2,3)}} > 0$. Uzimajući u obzir da je u stanju ravnoteže brzina promene koncentracija nosilaca u podzonama jednaka nuli, po rešavanju sistema jednačina (2) možemo odrediti inverznu populaciju, što nam omogućava izračunavanje optičkog pojačanja.

3. PRORAČUN I REZULTATI

Prva analizirana aktivna oblast (Slika 1) predstavlja rezultat optimizacije debljine slojeva sa ciljem postizanja maksimalnog pojačanja [8], i sastoji se od četiri spregnute kvantne jame koje formiraju radne nivoe lasera (gornje lasersko stanje – 4 i donje lasersko stanje – 3), zajedno sa još dva nivoa (nivo 2 i tzv. osnovni nivo – 1) energetske locirana ispod nivoa 3, na međusobnom rastojanju koje odgovara energiji LO fonona i čija je uloga da obezbede brzu ekstrakciju nosilaca. U odsustvu magnetnog polja, a pri vrednosti spoljašnjeg električnog polja od $F=48\text{kV/cm}$, energije laserskih nivoa iznose: $E_1(k_{\parallel}=0)=52.92\text{meV}$, $E_2(k_{\parallel}=0)=85.41\text{meV}$, $E_3(k_{\parallel}=0)=123.98\text{meV}$ i $E_4(k_{\parallel}=0)=257.56\text{meV}$, što rezultuje talasnom dužinom zračenja od $9.28\mu\text{m}$. Energije diskretnih Landauovih nivoa, koji se u ovoj strukturi formiraju po njenom izlaganju spoljašnjem magnetnom polju (uz uračunavanje efekata zonske neparaboličnosti), glase [9]:

$E_{n,l} = E_n(k_{\parallel} = 0) + (l+1/2)\hbar eB/m_{\parallel n}(E) - 1/8[(8l^2 + 8l + 5)\alpha_1' + (l^2 + l + 1)\beta_1'](\hbar eB/m^*)^2$ gde transversalna masa za elektrone iznosi: $m_{\parallel}(z, E) = m^*[1 + (2\alpha_1' + \beta_1')(E - U(z))]$. U ovom izrazu $U(z)$ predstavlja profil dna provodne zone, dok su α_1' i β_1' odgovarajući koeficijenti neparaboličnosti, uzeti u skladu sa Ref. [9].



Sl. 2: Brzina relaksacije u strukturi prikazanoj na Slici 1 u funkciji magnetnog polja za prelaze sa nivoa 4,0 na tri niza Landau-ovih nivoa koji potiču od nižih podzona, na temperaturi $T=77\text{K}$.

Brzina emisije longitudinalnih optičkih fonona pri prelazu iz inicijalnog $E_i = E_{n_i, l_i}$ u finalno $E_f = E_{n_f, l_f}$ stanje data je izrazom [10]:

$$W_{\text{LO}}(E_i, E_f) = \frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{\pi\varepsilon_p} \delta[E_{n_i, l_i} - E_{n_f, l_f} - \hbar\omega_{\text{LO}}] \quad (3)$$

$$\times \int_0^{\infty} P^2(q_z) dq_z \int_0^{\infty} q_{\parallel} \frac{|F(q_{\parallel}, l_i, l_f)|^2}{q_z^2 + q_{\parallel}^2} dq_{\parallel} [n_0(\hbar\omega_{\text{LO}}) + 1]$$

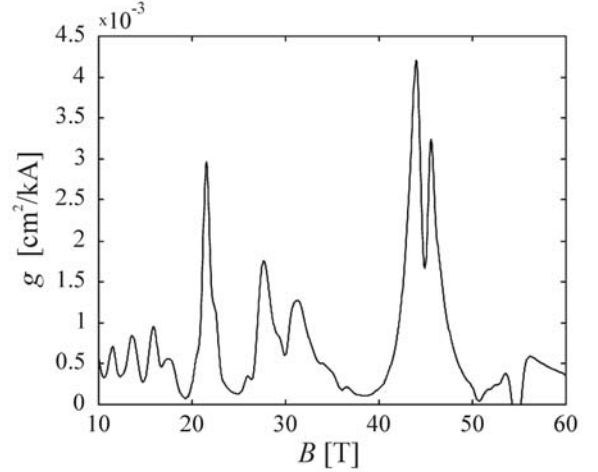
gde je $P = \int_0^d \eta_i^* \sin(q_z z) \eta_f dz$, d dužina konfinirajuće oblasti u z -pravcu, a q_z je z komponenta talasnog vektora fonona $q=(q_z, q_{\parallel})$. Veličina $|F(q_{\parallel}, l_i, l_f)|$ predstavlja lateralni integral preklapanja čiji je analitički oblik dat u Ref. [10]. Konstanta ε_p izračunava se kao $\varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$, pri čemu su ε_{∞} visokofrekventna a ε_s statička permitivnost, dok je ravnotežni broj optičkih fonona predstavljen faktorom $n(\hbar\omega_{\text{LO}}) = [\exp(\hbar\omega_{\text{LO}}/k_B T) - 1]^{-1}$. U slučaju akustičkih fonona, brzina emisije iznosi [7], [10]:

$$W_{\text{AC}}(E_i, E_f) = \frac{\alpha_{\text{AC}}}{\pi\hbar} \left(\frac{E_i - E_f}{\hbar v_L} \right)^2 \frac{e^{(E_i - E_f)/(k_B T)}}{e^{(E_i - E_f)/(k_B T)} + 1} \times \int_0^{q_{z\text{max}}} P^2(q_z) |F(q_{\parallel}, l_i, l_f)|^2 dq_z \quad (4)$$

gde je $\alpha_{\text{AC}} = \Xi^2 k_B T / c_L$, Ξ je deformacioni potencijal, c_L elastična konstanta pridružena akustičkim vibracijama, $q_{z\text{max}} = [(E_i - E_f) / \hbar v_L]$, $q_{\parallel} = [q_{z\text{max}}^2 - q_z^2]^{1/2}$, a v_L je longitudinal-

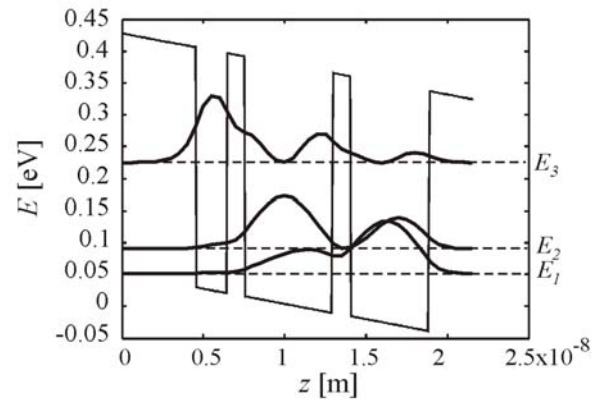
na brzina.

Na Slici 2 prikazana je brzina relaksacije elektrona u aktivnoj oblasti lasera (Slika 1) usled emisije LO i akustičkih fonona sa gornjeg laserskog nivoa (4,0) na tri niza Landauovih nivoa nižih podzona pri promeni spoljašnjeg magnetnog polja u opsegu 10-60T. Numerički parametri korišćeni u proračunu glase $\varepsilon_{\infty} = 10.67$, $\varepsilon_s = 12.51$, $\Xi = 6.7\text{eV}$, $c_L = 1.2 \cdot 10^{11} \text{N/m}^2$, $v_L = 4.7 \cdot 10^3 \text{m/s}$, $\Gamma = 2.125 \text{meV}$ i $T = 77\text{K}$.



Sl. 3: Zavisnost pojačanja (po jedinici struje injektovanih elektrona) u strukturi prikazanoj na Slici 1 od magnetnog polja, na temperaturi $T=77\text{K}$.

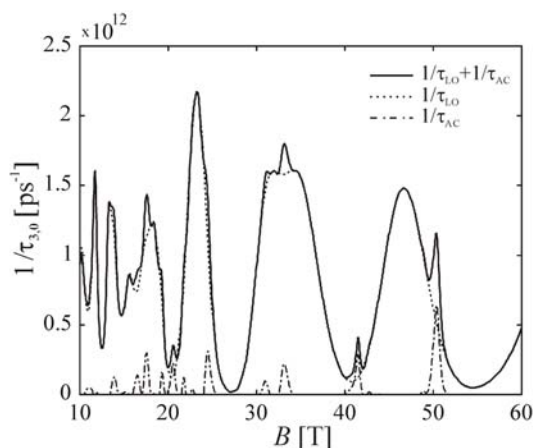
Može se uočiti da sa promenama intenziteta magnetnog polja dolazi do izrazitih oscilacija brzine relaksacije, sa najizraženijim pikovima na vrednostima koje odgovaraju ispunjenju rezonantnih uslova za emisiju optičkih fonona. Međutim, ukoliko je raspored nivoa takav da ne postoji ni jedan nivo smešten $\approx \hbar\omega_{\text{LO}}$ ispod stanja (4,0), emisija LO fonona biće inhibirana, što rezultuje povećavanjem vremena života gornjeg laserskog stanja, odnosno porastom inverzije naseljenosti, a samim tim i optičkog pojačanja (Slika 3).



Sl. 4: Šematski dijagram potencijala provodne zone aktivnog regiona $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ kvantnog kaskadnog lasera, detaljnije opisanog u Ref. [2], pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja od 48kV/cm , sa naznačenim energetskim nivoima i njima odgovarajućim kvadratima talasnih funkcija u odsustvu magnetnog polja. Debljine slojeva u nanometrima iznose **4.6**, **1.9**, **1.1**, **5.4**, **1.1**, **4.8** i **2.8**, pri čemu su običnim pismom označene jame, a podebljanim barijere.

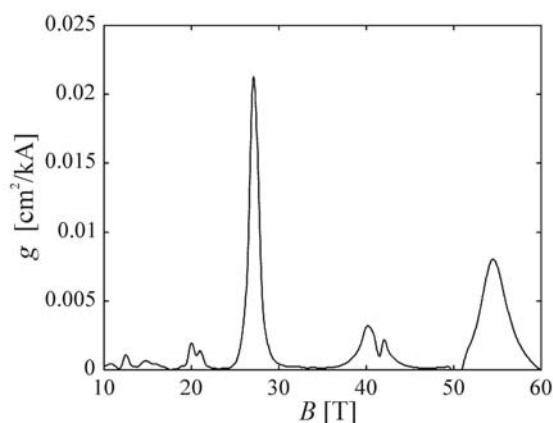
Drugu analiziranu strukturu, koja je predstavljena na Slici 4, čini aktivna oblast $\lambda \sim 9\mu\text{m}$ lasera, čiji je detaljan opis dat u

Ref. [2]. Ona ima formu trostruke kvantne jame i u odsustvu magnetnog polja poseduje 3 diskretna stanja, pri čemu se laserski prelaz odvija između stanja $n=3$ i $n=2$. Kao i u prethodnom slučaju, izlaganje strukture magnetnom polju dovede do dodatne kvantizacije energija elektrona i izmeniti verovatnoću za emisiju fonona sa gornjeg laserskog nivoa. Uticaj polja na neradijativne mehanizme relaksacije u ovom slučaju ilustrovan je na Slici 5, gde su uzeti u obzir prelazi sa gornjeg laserskog nivoa (3,0) na sve relevante Landau-nivoove nastale diskretizacijom nižih podzona.



Sl. 5: Brzina relaksacije u strukturi prikazanoj na Slici 4 u funkciji magnetnog polja za prelaze sa nivoa 3,0 na dva niza Landau-ovih nivoa koji potiču od nižih podzona, na temperaturi $T=77K$.

Zavisnost optičkog pojačanja od primenjenog polja (data na Slici 6) je u dobroj saglasnosti sa eksperimentalno izmerenim vrednostima, što potvrđuje aplikativnost predloženog modela [5].



Sl. 6: Zavisnost pojačanja (po jedinici struje injektovanih elektrona) u strukturi prikazanoj na Slici 4 od magnetnog polja, na temperaturi $T=77K$.

Poređenjem rezultata prikazanih na Slikama 3 i 6 zaključuje se da je efekat promene pojačanja putem spoljašnjeg polja slabije izražen u strukturi baziranoj na dvostrukoj rezonanciji za LO fonone nego kod "klasično" dizajnirane aktivne oblasti (Slika 4). Ovo je prirodna posledica povećanja broja aktivnih stanja (a samim tim i broja Landau-ovih nivoa), zbog čega raste i verovatnoća za postizanje LO-fononske rezonancije i odlazak elektrona iz gornjeg laserskog stanja neradijativnim putem. Takođe, uočljivo je da se pikovi pojačanja u ovim uslovima dostižu pri nešto većim

vrednostima B što je rezultat povećanja odgovarajućih transverzalnih masa za elektrone sa porastom energija stanja. Iako standardna struktura sa Slike 4 omogućava ostvarivanje znatno većih skokova pojačanja, u suštini, apsolutna visina pikova nije od tolikog značaja koliko sama mogućnost manipulacije izlaznim karakteristikama lasera putem spoljašnjeg polja tj. bez promene strukturnih parametara.

4. ZAKLJUČAK

U ovom radu analiziran je uticaj jakih magnetnih polja na brzine rasejanja elektrona i pojačanje u aktivnim oblastima lasera dizajniranih za emitovanje zračenja na talasnoj dužini od $\sim 9\mu m$. Dobijeni rezultati ilustruju činjenicu da se osobine kvantnog kaskadnog lasera mogu značajno modifikovati putem eksternog magnetnog polja, što je i eksperimentalno potvrđeno.

Autori ovom prilikom žele da se zahvale Ministarstvu za nauku Republike Srbije, EPSRC UK i Royal Society UK za finansijsku pomoć.

LITERATURA

- [1] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 3486, 1998.
- [2] H. Page, C. Becker, A. Robertson, G. Glastre, V. Ortiz, C. Sirtori, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 3529, 2001.
- [3] T. Chakraborty and V. Apalkov, *Advances in Physics*, vol. 52, pp. 455, 2003.
- [4] D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V. V. Rylkov, H. Page, J. Leotin, and C. Sirtori, *Phys. Rev. B*, vol. 66, 121305(R), 2002.
- [5] C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, J. Leotin, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 2941, 2002.
- [6] S. Živanović, V. Milanović, Z. Ikonić, *Phys. Rev. B*, vol. 52, pp. 8305, 1995.
- [7] G. Sun and J. Khurgin, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 1104, 1993.
- [8] A. Mirčetić, D. Indjin, Z. Ikonić, P. Harrison, V. Milanović, R. W. Kelsall, prihvaćeno za publikovanje u *J. Appl. Phys.*, vol. 97, 2005.
- [9] U. Ekenberg, *Phys. Rev. B*, vol. 40, pp. 7714, 1989
- [10] Turley, P. J., and Teitsworth, S. W., Bose, B.K., *J. Appl. Phys.*, vol. 72, pp. 2356, 1992.

Abstract – We have explored the possibility of modulating the optical gain in the active region of mid-infrared QCLs by means of external magnetic field, which strongly influences the relaxation processes, in particular the LO phonon assisted intersubband transitions. The additional carrier confinement, initiated by the field, leads to an increase in the upper laser level carrier lifetime, which results in pronounced oscillations of the optical gain. The described model was applied on two structures designed for $\lambda \sim 9\mu m$ emission.

THE INFLUENCE OF THE ACTIVE REGION DESIGN ON THE OPTICAL GAIN OF $\lambda \sim 9\mu m$ QCL IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

A. Mirčetić, J. Radovanović, V. Milanović, Z. Ikonić, D. Indjin and P. Harrison