

Dizajn Metamaterijala Baziranih na Poluprovodničkim Nanostrukturama

Jelena Radovanović, *Member, IEEE*, Vitomir Milanović

Apstrakt — Razmatrana je mogućnost realizacije novih metamaterijala formiranih od tankih slojeva poluprovodnika, čiji raspored i parametri su kao kod kvantnog kaskadnog lasera. Kod ovakvih metamaterijala sa aktivnom konfiguracijom, kompleksna dielektrična permitivnost se može podešavati pažljivim dizajnanjem nanostrukture, tako da se ispune uslovi za negativno prelamanje. Putem spoljašnjeg magnetnog polja moguće je ostvariti dodatnu modulaciju indeksa prelamanja, a numerička ilustracija ovih efekata data je za strukture formirane na bazi GaAs/AlGaAs, predviđene za rad u infracrvenoj oblasti spektra.

Ključne reči — aktivni materijali, metamaterijali, negativno prelamanje, kvantni kaskadni laser.

I. UVOD

POSLEDNIH godina vlada ogromno interesovanje za metamaterijale, s obzirom da se pomoću njih mogu ostvariti potpuno novi elektromagnetni efekti, nedostupni kod prirodnih materijala [1]-[5]. Radi se o veštački formiranim strukturama sa mogućnošću inženjeringa elektromagnetnih i optičkih karakteristika u skladu sa potencijalnim primenama. Posebno interesantna osobina metamaterijala je mogućnost ostvarivanja negativnog indeksa prelamanja u širokom opsegu učestanosti [1]. Ovo svojstvo je uzrok drugačijeg prelamanja svetlosti od uobičajenog, zbog čega se pomenuti materijali nazivaju i left-handed materials (LHM), ili materijali sa negativnim indeksom prelamanja. Kod LH metamaterijala pravac energetskog toka (fluksa) suprotan je od pravca fazne brzine, odnosno vektori električnog i magnetnog polja i talasni vektor, respektivno, čine levi sistem. Očekuje se da će metamaterijali dovesti do značajnih pomaka u smislu povećanja rezolucije optičkih sistema (supersočiva), omogućavanja "nevidljivosti" objekata koje okružuju usled specifičnog prelamanja svetlosti [1], kao i opservacije "negativnih analoga" važnih optičkih fenomena [2], [3].

Međutim, većina metamaterijala koji su do sada eksperimentalno realizovani ili predloženi, posebno za vidljivi i infracrveni deo spektra, u svom sastavu sadrže odgovarajuće metalne komponente, što prouzrokuje velike

Autori se zahvaljuju Ministarstvu za nauku Republike Srbije na finansijskoj podršci (ev. br. projekta 141006) kao i programu NATO Science for Peace and Security (Collaborative Linkage Grant - reference CBP.EAP.CLG 983316).

J. Radovanović je zaposlena na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu (tel.: 381-113370163; fax: 381-11-3248681; e-mail: radovanovic@etf.bg.ac.rs).

V. Milanović je takođe zaposlen na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu

optičke gubitke [1]-[3], a uz to i složen način izrade. Jedan od novih pravaca u razvoju metamaterijala podrazumeva kompenzovanje ovih gubitaka uključivanjem pojačanja, odnosno dizajnanje aktivnih metamaterijala. Ideja je da se metalne komponente zamene poluprovodničkim nanostrukturama kao što su kvantni kaskadni laser (KKL) ili kvantni pojačavač, kod kojih se može ostvariti veliko optičko pojačanje, a pri tome se realizuju dobro poznatom tehnikom epitaksijalnog rasta [2], [3].

U ovom radu analizirani su poluprovodnički metamaterijali kod kojih raspored slojeva u okviru elementarne ćelije odgovara strukturi kvantnog kaskadnog lasera, a dielektrična permitivnost izrazito zavisi od naseljenosti nivoa elektronima. Kada je u strukturi ostvarena inverzna naseljenost (aktivna konfiguracija) tada je normalna komponenta dielektrične permitivnosti negativna, što je uslov koji obezbeđuje negativno prelamanje i efikasno manipulisanje svetlošću [8]. Posebno je interesantna realizacija koja podrazumeva delovanje jakog spoljašnjeg magnetnog polja na KKL, usmerenog u pravcu normalnom na ravan slojeva. Uloga magnetnog polja je da obezbedi uslove za modulisanje stepena inverzne naseljenosti, zahvaljujući dodatnoj diskretizaciji energije nosilaca u ravni slojeva. Raspored diskretnih stanja direktno zavisi od vrednosti magnetnog polja, čime se menjaju i brzine relaksacije nosilaca pri svim prelazima u strukturi, a samim tim i raspodela nosilaca po nivoima odnosno vrednost normalne komponente dielektrične permitivnosti.

II. TEORIJSKA RAZMATRANJA

Interakcija elektromagnetnog zračenja sa materijalom opisuje se preko parametara sredine kao što su dielektrična permitivnost i magnetna permeabilnost. Kod nemagnetnih poluprovodničkih materijala permeabilnost iznosi $\mu = 1$, dok se permitivnost može odrediti na osnovu Lorentzovog modela [6], [7]. Kod poluprovodničkih nanostrukture na bazi kvantnih jama, veoma je izražena anizotropija u optičkim osobinama, odnosno, postoji jaka interakcija između elektrona provodne zone i svetlosti polarizovane u pravcu narastanja strukture, dok komponenta svetlosti polarizovana u ravni slojeva neće osetiti uticaj nanostrukture (konfiniranja). Tenzor dielektrične permitivnosti može se prikazati u sledećoj formi [3]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_b \quad (1)$$

gde je ε_{\parallel} komponenta permitivnosti u ravni slojeva i jednaka je srednjoj permitivnosti osnovnog materijala (ε_b), dok je ε_{\perp} komponenta koja opisuje interakciju u normalnom pravcu (duž z -ose) i određena je unutarzonskim prelazima u strukturi [6], [7]:

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_b + \frac{e^2}{\varepsilon_0 L} \sum_{m < n} (N_{s_{mm}} - N_{s_{nn}}) \frac{|z_{m,n}|^2}{(\hbar\omega_{nm} - \hbar\omega) - i\gamma_{nm}} \quad (2)$$

U gornjem izrazu ε_0 je permitivnost vakuumu, L predstavlja dužinu jedinične ćelije metamaterijala u z -pravcu, $N_{s_{ii}}$ je površinska gustina elektrona u stanju i , ω_{nm} je rezonantna frekvencija prelaza između stanja n i m , ω je frekvencija upadne svetlosti, γ_{nm} označava širinu linije, dok je $z_{m,n} = \langle \psi_m | z | \psi_n \rangle$ matični element prelaza između stanja n i m . Da bi se ovakva anizotropna struktura ponašala kao LH metamaterijal za transverzalne magnetske (TM) optičke modove, potrebno je da budu ispunjeni sledeći uslovi [8]:

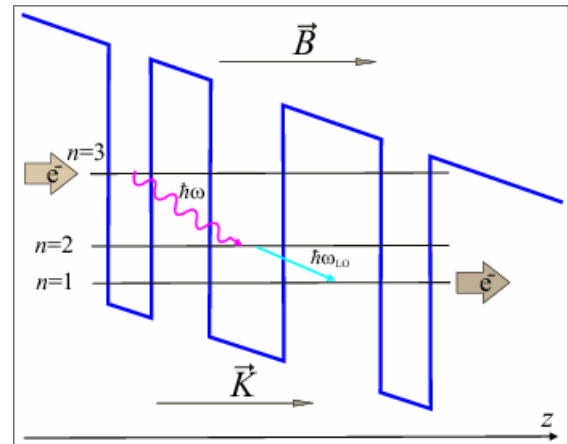
$$\varepsilon_{\parallel} > 0, \quad \text{Re}(\varepsilon_{\perp}) < 0 \quad (3)$$

S obzirom da je $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_b > 0$, prvi uslov je automatski ispunjen. Da bi se obezbedila negativna vrednost realnog dela permitivnosti ε_{\perp} , potrebno je ostvariti visok stepen inverzne populacije $N_{s_{nn}} > N_{s_{mm}}$ kako bi se poništio (realni i pozitivni) član osnovnog materijala ε_b i promenio znak ε_{\perp} .

Jedna od najpogodnijih poluprovodničkih struktura za ovaj tip primena je kvantni kaskadni laser, koji karakteriše visoka efikasnost i širok spektar radnih talasnih dužina [9], [10]. Na dinamiku nosilaca u aktivnoj oblasti KKL, gde se odvijaju radijativni prelazi, najviše utiču interakcije elektrona i longitudinalnih optičkih (LO) fonona. Ovim procesima odgovara vrlo kratko vreme života nosilaca u gornjem laserskom stanju, što dovodi do relativno visokih vrednosti struje praga koje su potrebne da bi se ostvario laserski efekat. Značajno poboljšanje u tom smislu, tj. povećanje vremena života nosilaca u pobuđenom stanju, može se ostvariti efektivnim smanjenjem dimenzionalnosti sistema putem spoljašnjeg magnetnog polja, primenjenog u pravcu normalnom na ravni slojeva. Magnetno polje dovodi do dodatne kvantizacije energetskog spektra elektrona u ravni slojeva, tako da se dvodimenzionalne podzone cepaju na nizove diskretnih Landau-ovih nivoa (LN). Energije Landau-ovih nivoa zavise od jačine magnetnog polja, a pošto su brzine rasejanja između nivoa osetljive na promenu energije prelaza, ovo omogućava pojačavanje ili gašenje mogućih puteva za relaksaciju nosilaca, što se pretvara u modulaciju stepena inverzne populacije [11]-[13]. Na taj način se mogu ostvariti

dovoljno visoke (negativne) vrednosti drugog člana u jednačini (2) i obrnuti znak normalne komponente permitivnosti. Dodatni efekat primene magnetnog polja je i mogućnost finog podešavanja rezonantne frekvencije prelaza, a time i frekventijskog profila ε_{\perp} , zahvaljujući relativno izraženoj zonskoj neparaboličnosti koja dovodi do malih promena talasne dužine zračenja za one vrednosti magnetnog polja koje maksimizuju stepen inverzne populacije. Ovo se može iskoristiti za podešavanje položaja minimuma realnog i (i imaginarnog) dela ε_{\perp} .

Razmatraćemo klasičnu realizaciju aktivne oblasti GaAs/AlGaAs kvantnog kaskadnog lasera, koja podrazumeva tri kvantne jame polarisane putem spoljašnjeg električnog polja K , kao što je prikazano na Sl. 1. Posmatrani sistem ima tri energetska stanja (podnivoa), pri čemu se optički prelazi odvijaju između gornjeg i donjeg laserskog stanja ($n=3$ i $n=2$, respektivno). Aktivna oblast se dizajnira tako da se ostvari potrebna energija prelaza između laserskih stanja (E_3 i E_2) a da istovremeno razlika energija između najniža dva nivoa bude jednaka energiji LO fonona kako bi se omogućila brza depopulacija donjeg laserskog stanja putem rezonantne emisije optičkih fonona. Levo i desno od aktivne oblasti nalazi se odgovarajuća emitera odnosno kolektorska oblast, čija je uloga da omogući injeksiju elektrona na gornje lasersko stanje sa jedne strane i brzu ekstrakciju sa osnovnog stanja sa druge strane. Ovi mehanizmi su odgovorni za ostvarivanje inverzne naseljenosti u strukturi [9].



Sl 1. Dijagram aktivne oblasti kvantnog kaskadnog lasera, izložene dejstvu spoljašnjeg magnetnog polja B koje je usmereno u pravcu narastanja slojeva strukture

U standardnom režimu rada (kada nije prisutno spoljašnje magnetno polje) transverzalni deo energije svake od podzona sa Sl. 1 ima formu $E_n(k_{\parallel}) = E_{n0} + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m_{\parallel n}(E_{n0})$, gde $m_{\parallel n}(E_{n0})$ predstavlja energetski-zavisnu transverzalnu efektivnu masu, a k_{\parallel} odgovarajući transverzalni talasni vektor. Neradijativno vreme života nosilaca na gornjem laserskom nivou $|3, k_{\parallel}\rangle$ je određeno rasejanjem elektron-LO fonon na niže podzone aktivne oblasti.

Kada se na strukturu primeni spoljašnje magnetno polje

jačine B , u z -pravcu, energetske podzone $E_n(k_{\parallel})$ se cepaju na nizove diskretnih Landau-ovih nivoa čije energije (sa uračunatim efektima zonske neparaboličnosti) glase [14]:

$$E_{n,l} = E_n(k_{\parallel} = 0) + (l + 1/2)\hbar eB/m_{\parallel n}(E_{n0}) - 1/8[(8l^2 + 8l + 5)\alpha'_1 + (l^2 + l + 1)\beta'_1](\hbar\omega_c)^2 \quad (4)$$

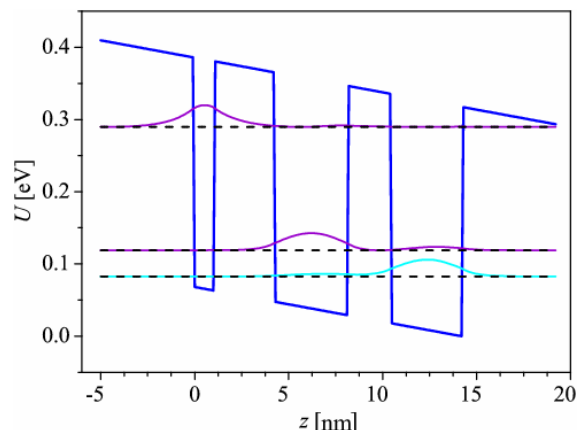
gde je $\omega_c = eB/m^*$ ciklotronska frekvencija, a $l=0,1,2,\dots$ predstavlja vrednost Landauovog indeksa. Transverzalna efektivna masa određena je prema izrazu $m_{\parallel}(E_{n0}) = m^*[1 + (2\alpha'_1 + \beta'_1)E_{n0}]$, koji daje najbolje slaganje sa eksperimentalnim rezultatima [11]-[13], $m^* = 0.0665m_0$ (m_0 je masa slobodnog elektrona), a parametri neparaboličnosti α'_1 i β'_1 su izračunati na osnovu rada [14]. Vidi se da realni efekti neparaboličnosti utiču na energetske rastojanje nivoa u strukturi koji odgovaraju laserskom prelazu i ono sada zavisi i od jačine magnetnog polja, što znači da se promenom vrednosti primenjenog magnetnog polja može uticati na talasnu dužinu emitovanog zračenja. Vrednosti B koje značajno povećavaju verovatnoću rezonantne emisije LO fonona (i kao rezultat dovode do drastičnog smanjenja stepena inverzne naseljenosti) dobijaju se rešavanjem jednačine $E_{3,0} - E_{n,l} = \hbar\omega_{LO}$ (za $n=1,2$), gde je $\hbar\omega_{LO}$ energija LO fonona.

Da bi se izračunale površinske gustine nosilaca $N_{S_{ii}}$ (odnosno $N_{n,l}$ u diskretizovanom spektru), od kojih zavisi permitivnost (2), mora se odrediti raspodela elektrona po diskretnim stanjima u aktivnoj oblasti, što se postiže rešavanjem odgovarajućeg sistema brzinskih jednačina. Sistem brzinskih jednačina opisuje promenu naseljenosti nivoa kao razliku u brzini kojom elektroni dolaze na posmatrani nivo i brzine kojom ga napuštaju a oblik korišćen za izračunavanja u ovom radu detaljno je objašnjen u našim radovima [11-13]. Nakon rešavanja tog sistema, upotpunjenog zakonom o održanju broja čestica $\sum_n N_{S_{n,l}} = N_S$, gde je N_S ukupna površinska gustina elektrona određena dopiranjem, može se odrediti dielektrična permitivnost posmatrane strukture.

III. NUMERIČKI REZULTATI

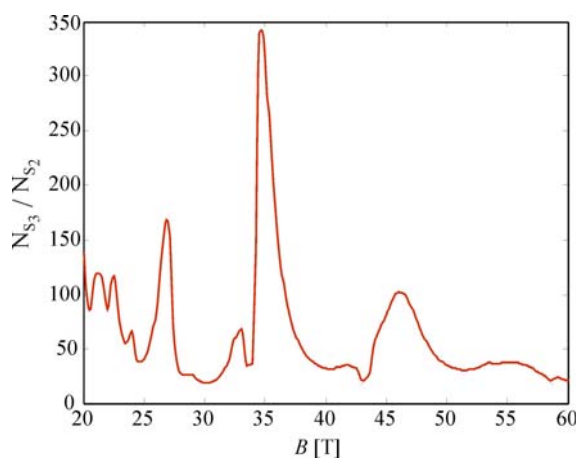
Numerički proračun sproveden je za aktivnu oblast na bazi GaAs/Al_{0,38}Ga_{0,62}As sa Sl. 2, formiranu u vidu tri spregnute kvantne jame. Struktura je optimizovana za zračenje na talasnoj dužini od $\lambda \approx 7.3\mu\text{m}$ a maksimizacija pojačanja ostvarena je primenom genetskog algoritma. Dimenzije unutrašnjih slojeva su: 1.1nm, 3.2nm, 3.9nm, 2.3nm, 3.8nm, gledano od prve kvantne jame s leva i idući na desno, visina barijera je $U_b = 0.3175\text{eV}$, dok primenjeno električno polje u z -pravcu iznosi $K = 48\text{kV/cm}$. U slučaju kada nije prisutno magnetno polje, dobijene vrednosti minimuma energetskih podzona glase: $E_1(k_{\parallel} = 0) = 0.0828\text{eV}$, $E_2(k_{\parallel} = 0) = 0.1188\text{eV}$ i $E_3(k_{\parallel} = 0) = 0.2896\text{eV}$, i one su zajedno sa odgovarajućim talasnim funkcijama prikazane na Sl. 2. Parametri materijala koji su korišćeni u proračunu glase:

diskontinuitet provodne zone između GaAs i AlAs $\Delta E_c = 0.8355\text{eV}$, $\gamma_{nm} = 5\text{meV}$, $\epsilon_b \approx 13$, $L = 5000\text{nm}$ (dužina jedne periode, tj. zbir dužine aktivne oblasti i dužine odgovarajućeg injektora/kolektora).



Sl. 2. Profil aktivne oblasti kvantnog kaskadnog lasera, sa prikazanim vrednostima energija i odgovarajućim talasnim funkcijama. Struktura je optimizovana za zračenje na talasnoj dužini od $\lambda \approx 7.3\mu\text{m}$.

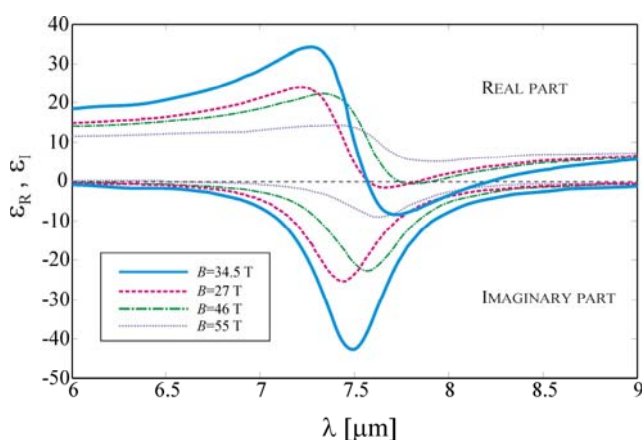
Oscilacije ukupne brzine relaksacije elektrona sa promenom magnetnog polja, za prelaze iz osnovnog LN treće podzone (u koji se injektuje većina elektrona) na dva niza LN iz nižih podzona, su veoma izražene, sa najvećim pikovima na onim vrednostima B za koje su ispunjeni rezonantni uslovi za emisiju LO fonona. Nasuprot tome, kada su Landau-ovi nivoi pozicionirani tako da ne postoji nijedan nivo na udaljenosti približno jednakoj $\hbar\omega_{LO}$ ispod stanja (3,0), ovaj tip rasejanja je onemogućen i vreme života nosilaca na gornjem laserskom nivou je povećano. Pod pretpostavkom da je injeksiona struja konstantna, ovakva modulacija vremena života nosilaca u svim stanjima posmatrane strukture dovodi do povećanja ili opadanja stepena inverzne naseljenosti između nivoa (3,0) i (2,0), što je prikazano na Sl. 3.



Sl. 3. Odnos površinskih gustina elektrona sumiranih po svim relevantnim Landau-ovim nivoima treće i druge podzone, respektivno, u funkciji magnetnog polja. Najveći stepen inverzne naseljenosti ostvaren je za

$B = 34.5 \text{ T}$, a optičko pojačanje na ovoj vrednosti magnetnog polja je približno 1.8 puta veće nego za $B=0$. Sasvim drugačija situacija odvija se na $B = 30 \text{ T}$, kada je konfiguracija elektronskih stanja takva da je relaksacija sa nivoa (3,0) maksimalno povećana, što dovodi do drastičnog pada optičkog pojačanja.

Ukupna permitivnost je izračunata na osnovu formule (2), za one vrednosti magnetnog polja koje maksimizuju inverznu naseljenost relevantnih nivoa, a dobijeni rezultati prikazani su na Sl. 4. Injekciona struje ima istu vrednost za sve odabrane vrednosti magnetnog polja. Zbog velike dielektrične konstante osnovnog materijala ($\epsilon_b \approx 13$), neophodno je postići veoma veliko optičko pojačanje da bi se dobila negativna vrednost realnog dela permitivnosti, i to se može ostvariti samo sa visokim površinskim koncentracijama nosilaca ($N_s = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$).



Sl. 4. Realni i imaginarni deo permitivnosti ϵ_{\perp} za GaAs/AlGaAs kvantni kaskadni laser sa Sl. 2, u funkciji talasne dužine, izračunati na vrednostima magnetnog polja koje maksimizuje stepen inverzne naseljenosti. Površinska koncentracija nosilaca iznosi $N_s = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $T=300\text{K}$

Kao što je već navedeno, u strukturi su prisutni realni efekti zonske neparaboličnosti (izraz (4)), što dovodi do promene energetskeg rastojanja nivoa koji su relevantni za radijativni prelaz, tj. rezonantna talasna dužina postaje zavisna od magnetnog polja. Ovo omogućava male promene talasne dužine na kojoj se ostvaruju minimumi ϵ_R i ϵ_I , a na Sl. 4 se može videti da dolazi do pomeraja ka većim vrednostima λ ka porastom magnetnog polja, što se može iskoristiti za fino podešavanje permitivnosti.

IV. ZAKLJUČAK

Izloženi su aspekti dizajniranja aktivnih metamaterijala sa podesivom kompleknom permitivnošću, kod kojih se

pojačanje ostvaruje putem unutarzonskih prelaza u poluprovodničkoj nanostrukturi. Raspored slojeva odgovara GaAs/AlGaAs kvantnom kaskadnom laseru, a čitava struktura je smeštena u spoljašnje magnetno polje čija uloga je da potpomogne ostvarivanje dovoljnog optičkog pojačanja (stepena inverzne naseljenosti) neophodnog za efikasnu promenu permitivnosti. Zbog velike permitivnosti izabranog osnovnog materijala, potrebna su vrlo jaka magnetna polja i visoki nivoi dopiranja da bi se ostvarile negativne vrednosti realnog dela permitivnosti, što je neophodan uslov za negativno prelamanje. S obzirom da je isti koncept moguće primeniti i na druge osnovne poluprovodničke materijale, pravilan izbor (optimizacija) strukturnih parametara bi trebalo da omogući smanjenje neophodnog nivoa pojačanja i obezbedi veći stepen slobode u dizajniranju odziva rezultujućeg metamaterijala na elektromagnetno zračenje.

REFERENCE

- [1] V. M. Shalaev, "Optical negative-index metamaterials," *Nat. Photonics*, vol. 1, pp. 41-48, 2007.
- [2] P. Ginzburg, M. Orenstein, "Metal-free quantum-based metamaterial for surface plasmon polariton guiding with amplification," *J. Appl. Phys.*, vol. 104, 063513 (1-5), 2008.
- [3] P. Ginzburg, M. Orenstein, "Nonmetallic left-handed material based on negative-positive anisotropy in low-dimensional quantum structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, 083105 (1-5), 2008.
- [4] J. B. Pendry, "Perfect cylindrical lenses," *Opt. Express*, vol.11, pp. 755-760, 2003..
- [5] C. M. Soukoulis, S. Linden, M. Wegener, "Negative Refractive Index at Optical Wavelengths," *Science*, vol. 315 pp. 47-49, 2007.
- [6] P. Basu, "Theory of Optical Processes in Semiconductors: Bulk and Microstructures," Clarendon Press -Oxford, 1997.
- [7] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics" (Third Edition), Academic Press, 2008
- [8] V.A.Podolskiy, E. E.Narimanov, "Strongly anisotropic waveguide as a nonmagnetic left-handed system," *Phys. Rev B*, vol. 71, 201101R (1-4), 2005.
- [9] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y.Cho, "Quantum Cascade Laser," *Science*, vol. 264, pp. 553-556, 1994.
- [10] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho, "Recent progress in quantum cascade lasers and applications," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 64, pp. 1533-1602, 2001.
- [11] J. Radovanović, V. Milanović, Z. Ikončić, D. Indjin, P. Harrison, "Electron-phonon relaxation rates and optical gain in a quantum cascade laser in a magnetic field," *J. Appl. Phys.*, Vol. 97, pp. 103109 (1-5), 2005.
- [12] J. Radovanović, A. Mirčetić, V. Milanović, Z. Ikončić, D.Indjin, P. Harrison and R. W. Kelsall, "Influence of the active region design on output characteristics of GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers in a strong magnetic field," *Semicon. Sci. Technol.*, vol 21, pp. 215-220, 2006.
- [13] J. Radovanović, V. Milanović, Z. Ikončić, D. Indjin, "Control of optical gain in the active region of quantum cascade laser by strong perpendicular magnetic field," *Mater. Sci. Forum*, vol. 494, pp. 31-36, 2005.
- [14] U. Ekenberg, "Nonparabolicity effects in a quantum well: Sublevel shift, parallel mass, and Landau levels," *Phys. Rev. B*, vol. 40, pp. 7714 - 7726, 1989.