

**HROMATSKA SELEKTIVNOST OPTIČKIH OSOBINA  
NANOSKOPSKIH FILM-STRUKTURA U IC OBLASTI**

**CHROMATIC SELECTIVITY OF OPTIC PROPERTIES  
OF NANOSCOPIC FILM-STRUCTURES IN IR REGION**

**Prof. dr. sc. Siniša M. Vučenović, vanredni profesor  
Univerzitet u Banjoj Luci, Prirodno-matematički fakultet  
Banja Luka, Republika Srpska – BiH**

**Dragana Rodić, saradnik  
Prof. dr. sc. Jovan P. Šetrajčić, redovni profesor  
Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet  
Novi Sad, Vojvodina – Srbija**

**Ključne riječi:** ultratanki kristalni filmovi, optičke osobine, fotonski inženjering

**REZIME**

*Na osnovu mikroskopske (eksitonske) teorije optičkih osobina simetrično perturbovanih ultratankih molekularnih filmova, formulisani su indeksi refrakcije, apsorpcije, refleksije i transparentije, te predstavljani u funkciji od frekvencije spoljašnjeg elektromagnetnog polja u bliskoj IC oblasti.*

*Pokazano je da su sve optičke osobine nanofilma promenljive i da zavise od položaja kristalografske ravni u odnosu na granične površi tog filma. Određeni su izrazi i izvršena analiza optičkih osobina celokupnog filma na osnovu razmatranja mnogostruke refleksije, apsorpcije i transparentije kod višeslojnih uzoraka.*

*Razmatran je troslojni dielektrični nanofilm sa graničnim uslovima na površima i dobijene su diskretne rezonantne apsorpcione linije. Njihov broj, položaj i raspored zavise od vrste/načina tehnološkog postupka u izradi filma. Moguća je pojava praktično monohromatske apsorpcije. Za razliku od odgovarajućih balk-uzoraka koji su apsolutni apsorberi u celoj bliskoj IR oblasti, kod ultratankih filmova će se javiti selektivna i diskretna refleksija, kao i transparentija.*

*Ovi rezultati značajno doprinose praktici optičkog inženjeringa nanostuktura, posebno za primenu u tehnologiji i dizajnu nove elektronske, tj. fotonske opreme, a i za konstrukciju nanočestičnih nosača/isporučioca lekova u nanomedicini.*

**Keywords:** ultrathin crystalline films, optical properties, photon engineering

**ABSTRACT**

*Based on microscopic (exciton) theory of optical properties of symmetrically perturbed ultrathin molecular films, the absorption, reflection and transparency indices were formulated and presented in the function of frequencies of external electromagnetic field in near IR region.*

*It has been showed that all optical properties depend on the position of the crystal plane with regard on boundary planes of the film. We have determined and analyzed optical properties relations for the whole film structure based on the consideration for multiple reflection, absorption and transparency in those multilayered structure.*

*The three-layered dielectric nanofilms with different boundary conditions on surfaces were analyzed and some discrete resonant absorption lines were obtained. Their number, position and distribution depend on the boundary parameter values, i.e. on the type and the technological process of their preparation/fabrication. Practically monochromatic absorption may occur. Unlike the corresponding bulk-samples which are total absorbers throughout the near IR region, in ultrathin films will appear selective and discrete reflection and transparency too.*

*These results could give a great contribution in optical engineering of nanostructures, especially in technology of designing of new electronic and photonic equipment, and for nanoparticles construction for drug carrier/delivery in nanomedicine.*

## 1. UVOD

Dobijanje fundamentalnih informacija o drugačijim fizičko-hemijskim osobinama materijala i njihova široka praktična (tehničko-tehnološka) primena u nano- opto- i bio-elektronici intenziviralo je teorijska istraživanja niskodimenzionih kristalnih sistema (nanostruktura: ultratankih filmova, kvantnih žica i tački i sl. [1]). U poređenju sa karakteristikama odgovarajućih „krupnih” uzoraka posebnost ovih „sitnih” struktura ogleda se u tome što prisustvo bliskih graničnih površi dovodi do veoma izmenjenih opšte poznatih svojstava ovih materijala i pojave nespecifičnih fenomena (kao posledica efekata dimenzionog kvantovanja) [2,3]. Upravo su eksitoni odgovorni za dielektrična, optička (apsorpcija, disperzija svetlosti, luminescencija), fotoelektrična i druga svojstva kristala [4]. U ovom radu smo posmatrali ultra-tanke dielektrične filmove (čija debljina ne prelazi desetak atomskih ravni). Tipični predstavnici ovakvih struktura su molekularni kristali i u njima se javljaju elementarna pobuđenja – eksitoni u rezultatu interakcije spoljašnjeg elektromagnetnog polja i elektrona kristala. Pomoću eksitonskog zakona disperzije i njihove gustine stanja, teorijski se definiše relativna permitivnost, a preko nje i optičke osobine posmatranog sistema.

## 2. EKSITONI U NANO-FILMU

Standardni izraz za efektivni eksitonski hamiltonijan u harmonijskoj aproksimaciji [4,5] ima oblik:

$$H = \sum_{\vec{n}} \Delta_{\vec{n}} B_{\vec{n}}^+ B_{\vec{n}} + \sum_{\vec{n}, \vec{m}} X_{\vec{n}\vec{m}} B_{\vec{n}}^+ B_{\vec{m}}, \quad (1)$$

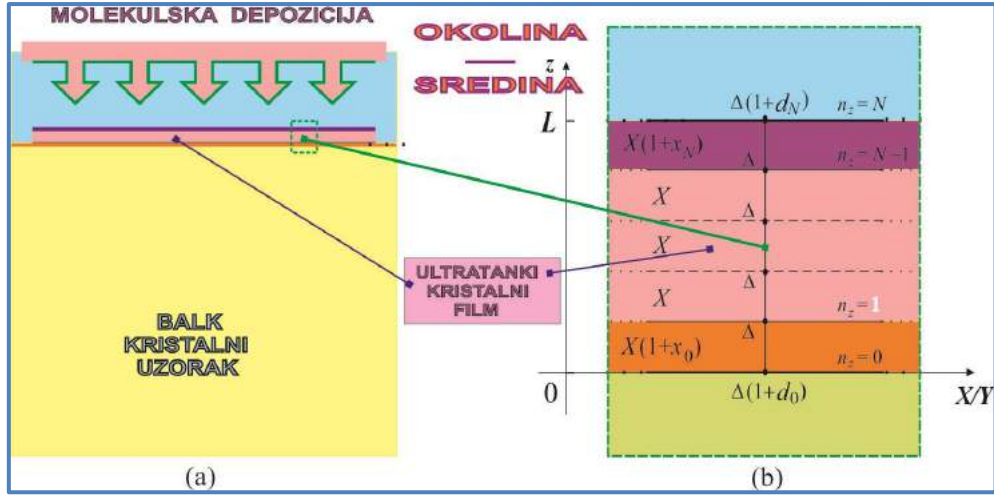
gdje su  $B_{\vec{n}}^+$  i  $B_{\vec{n}}$  kreacioni i anihilacioni operatori eksitona na čvoru  $\vec{n}$  kristalne rešetke,  $\Delta_{\vec{n}}$  predstavlja energiju izolovanog eksitona na tom čvoru, a  $X_{\vec{n}\vec{m}}$  su matricni elementi eksitonskog transfera sa čvora  $\vec{n}$  na čvor  $\vec{m}$ . U modelu se uzima da je energija eksitona na čvoru  $\sim 10^2$  puta veća od energije njegovog transfera.

Mikroteorijsku analizu sprovedemo metodom dvovremenskih temperaturskih Grinovih funkcija [6–8] zbog pogodnosti koje ovaj metod pruža. U tu svrhu posmatramo Grinovu funkciju:

$$G_{\vec{n}\vec{m}}(t) = \left\langle \left\langle B_{\vec{n}}(t) B_{\vec{m}}^+(0) \right\rangle \right\rangle,$$

koja zadovoljava sledeću jednačinu kretanja:

$$i\hbar \frac{d}{dt} G_{\vec{n}\vec{m}}(t) = i\hbar \delta(t) \delta_{\vec{n}\vec{m}} + \Delta_{\vec{n}} G_{\vec{n}\vec{m}}(t) + \sum_{\vec{l}} X_{\vec{n}\vec{l}} G_{\vec{l}\vec{m}}(t). \quad (2)$$



Slika 1. Model nesimetričnog ultratankog dielektričnog filma

Sistemi ograničeni dvema paralelnim površima nazivaju se filmovi [9–11]. Dimenzije kristalnog nano-filma su takve da je u  $XY$  neograničen, dok u  $z$ -pravcu ima konačnu debljinu  $L = N a$ . Posmatračemo dielektrični nano-film (slika 1), koji se praktično može napraviti kontrolisanim dopiranjem masivnih uzoraka ili specifičnim nanosom na njih [11]. Zbog postojanja graničnih površi energije eksitona na čvorovima i transferi energije između graničnih ( $n_z = 0$ ;  $n_z = N$ ) i njima susjednih ravni ( $n_z = 1$ ;  $n_z = N - 1$ ) bivaju perturbovani, što možemo prikazati na sledeći način [11–13]:

$$\Delta_{\vec{n}} \equiv \Delta \left( 1 + d_0 \delta_{n_z,0} + d_N \delta_{n_z,N} \right); \quad X_{\vec{n},\vec{n}+\vec{\lambda}} \equiv X \left( 1 + x_0 \delta_{n_z,0} + x_N \delta_{n_z,N-1} \right); \quad (3)$$

$$X_{\vec{n},\vec{n}-\vec{\lambda}} \equiv X \left( 1 + x_0 \delta_{n_z,1} + x_N \delta_{n_z,N} \right),$$

gde parametar  $d$  definiše perturbaciju na čvoru graničnih površi, a parametar  $x$  perturbaciju transfera u graničnim slojevima duž  $z$ -pravca.

Uzimajući u obzir granične uslove (3) i izraze za hamiltonijan (1) i jednačinu kretanja (2) dolazimo do jednačine za tražene Grinove funkcije [11–13]. Nakon potpune vremenske, ali sada i samo delimične prostorne Furije-transformacije ovih jednačina, dobijamo:

$$G_{n_z, m_z} \left[ \rho - \frac{\Delta}{|X|} d (\delta_{n_z,0} + \delta_{n_z,N}) \right] + G_{n_z+1, m_z} \left[ 1 + x (\delta_{n_z,0} + \delta_{n_z,N-1}) \right] + G_{n_z-1, m_z} \left[ 1 + x (\delta_{n_z,1} + \delta_{n_z,N}) \right] = \frac{i\hbar}{2\pi|X|} \delta_{n_z, m_z}, \quad (4)$$

gde je uvedena oznaka:

$$\rho = \frac{\hbar\omega - \Delta}{|X|} + 2(\cos ak_x + \cos ak_y).$$

Jednačina (4) predstavlja sistem od  $N+1$  nehomogenih algebarsko-diferencnih jednačina za Grinove funkcije. Kako su nam za nalaženje zakona disperzije potrebni samo polovi ovih

funkcija, dovoljno je naći determinantu sistema (4) i istu izjednačiti sa nulom [11–13]. Na ovaj način dobijamo  $N+1$  rešenje  $\rho \equiv \rho_\nu$ ;  $\nu = 1, 2, \dots, N+1$ .

### 3. DIELEKTRIČNE I OPTIČKE OSOBINE FILMA

Daljim računom možemo dobiti izraze za Grinove funkcije, u čijim brojiocima direktno figurišu spektralne težine  $g_{n_z}(\rho_\nu)$ , tj. verovatnoće nalaženja eksitonskih stanja  $\rho_\nu$  [9,11–13]:

$$G_{n_z} = -\frac{i\hbar}{2\pi|X|} \sum_{\nu=1}^{N+1} \frac{g_{n_z}(\rho_\nu)}{\rho - \rho_\nu}. \quad (5)$$

#### 3.1. Permitivnost filma

Pri određivanju dinamičke permitivnosti filma koristićemo opšti izraz [4–8], samo strogo vodeći računa da Grinove funkcije, pa i permitivnost zavise od (broja, tj. položaja) kristalografskih ravni simetričnog filma  $n_z$ :

$$\varepsilon_{n_z}^{-1}(\omega) = 1 - 2\pi i F [G_{n_z}(\omega) + G_{n_z}(-\omega)], \quad (6)$$

gde je  $F$  – strukturni faktor [4,5]. Uvrštavanjem izraza za Grinove funkcije (5) dobija se:

$$\varepsilon_{n_z}^{-1}(\omega) = 1 - \frac{\hbar F}{|X|} \sum_{\nu=1}^{N+1} \sum_{s=+,-} \frac{g_{n_z}^s}{\rho_s - \rho_\nu}, \quad (7)$$

gde je:

$$\rho_\pm = \frac{\mp \hbar \omega - \Delta}{|X|} + 2(\cos ak_x + \cos ak_y),$$

a ako malo analitički sredimo, izraz (7) prelazi u:

$$\varepsilon_{n_z}(\omega) = \left\{ 1 - \frac{2\hbar F}{|X|} \sum_{\nu=1}^{N+1} g_{n_z}^\nu \frac{\rho_\nu - \frac{\Delta}{|X|} - 2(\cos ak_x + \cos ak_y)}{\left(\frac{\hbar \omega}{|X|}\right)^2 - \left[\rho_\nu - \frac{\Delta}{|X|} - 2(\cos ak_x + \cos ak_y)\right]^2} \right\}^{-1} \quad (8)$$

Ovaj izraz predstavlja zavisnost relativne dinamičke permitivnosti od frekvencije inicijalnog elektromagnetnog pobuđenja, tj. dielektrični odziv posmatranog simetričnog molekuskog filma na spoljašnje elektromagnetno polje.

#### 3.2. Optička svojstva slojeva filma

Pod frekventnom disperzijom dielektrične propustljivosti – permitivnosti  $\varepsilon(\omega)$  podrazumeva se njena zavisnost od frekvencije  $\omega$ . S obzirom na činjenicu da je  $\omega$  kompleksna funkcija, proizilazi da je i permitivnost kompleksna veličina, tj.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega). \quad (9)$$

Maksvel je pokazao da je dielektrična konstanta sredine jednaka kvadratu indeksa prelamanja i da su njen realni i imaginarni deo povezani sa optičkim karakteristikama sredine:

$$\sqrt{\varepsilon} = n + i\kappa. \quad (10)$$

Oдавде slede relacije:  $\varepsilon'(\omega) = n^2 - \kappa^2$  i  $\varepsilon''(\omega) = 2n\kappa$ , a odatle:

$$\kappa_{n_z}(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon'_{n_z}(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\varepsilon''_{n_z}(\omega)}{\varepsilon'_{n_z}(\omega)} \right)^2} - 1 \right]}; \quad n_{n_z}(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon'_{n_z}(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\varepsilon''_{n_z}(\omega)}{\varepsilon'_{n_z}(\omega)} \right)^2} + 1 \right]}, \quad (11)$$

pri čemu zavisnost od indeksa kristalografske ravni  $n_z$  se podrazumeva zbog relacije (8). Nadalje, indeksi refleksije ( $r$ ) i transparentije ( $\tau$ ) definisani su u [7] preko indeksa apsorpcije i prelamanja:

$$r_{n_z}(\omega) = \frac{\left[ n_{n_z}(\omega) - 1 \right]^2 + \kappa_{n_z}^2(\omega)}{\left[ n_{n_z}(\omega) + 1 \right]^2 + \kappa_{n_z}^2(\omega)}; \quad \tau_{n_z}(\omega) = 1 - n_{n_z}(\omega) - \kappa_{n_z}(\omega). \quad (12)$$

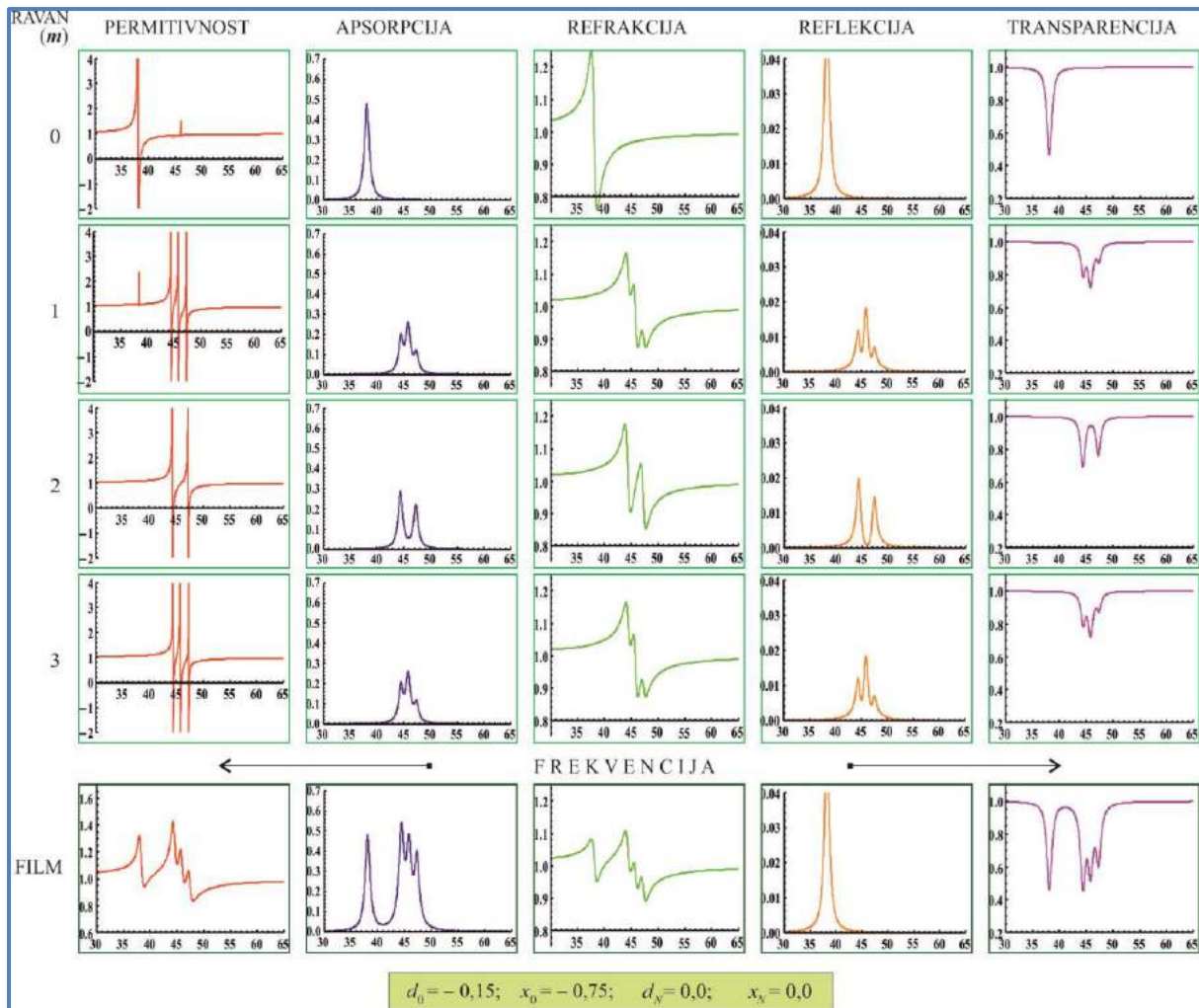
Pomoću izraza (8), (10) i (11), te upotrebom numeričkog proračuna, mi smo analizirali ponašanje dinamičke permitivnosti i optičkih indeksa od položaja ravni (prostorne raspodele) i od vrednosti graničnih parametara. Grafici na slici 2 i 3 prikazuju neke rezultate naših istraživanja reprezentativnih slučajeva za dva različita asimetrično perturbovana filma:

- Slabo perturbovan film (sl. 2):  $d_0 = -0,15$ ,  $d_N = 0,00$ ;  $x_0 = -0,75$  and  $x_N = 0,00$ ;
- Jako perturbovan film (sl. 3):  $d_0 = -0,15$ ,  $d_N = 0,15$ ;  $x_0 = -0,75$  and  $x_N = 0,75$ .

Relativna dinamička permitivnost balk-uzoraka molekulskih kristala poseduju kompletnu apsorpcionu zonu u infracrvenoj (IC) oblasti [7], koja odgovara apsorpciji svig IC zraka sa relativnom frekvencijom  $f \in (43.5, 47.5)$ . To znači da optički indeksi balk-uzorka, u ovom frekventnom intervalu, imaju sledeće vrednosti:  $\kappa_b = 1$ ,  $r_b = \tau_b = 0$  and  $n_b = n$ . Sasvim suprotno, kod ultratankih filmova pojavljuju se samo diskretne apsorpcione linije, čiji broj korespondira broju mogućih eksitonskih stanja. Distribucija i intenzitet apsorpcionih linija zavisi od vrednosti graničnih parametara!

Broj rezonantnih pikova direktno zavisi od debljine filma, tj. od broja slojeva  $N$  (ovde je uzeto:  $N = 3$ ). Opšte pravilo je da broj rezonantnih pikova opada u unutrašnjim slojevima filma, ali pod uticajem perturbacionih parametara:  $d_{0,N} \in [-0.25, +0.25]$  i  $x_{0,N} \in [-0.9, +2.0]$  ovo pravilo može biti narušeno. Tako, najveći broj pikova  $N + 1$ , može biti smanjen, dakle – neki mogu biti prigušeni ili potpuno iščeznuti.

Kao što se sa prikazanih grafika vidi, film-strukture imaju diskretne i selektivne optičke osobine, ovde se pojavljuje maksimalno 4 rezonantne apsorpcione linije, onoliko koliki je i mogući broj (makro) kvantnih stanja eksitona duž debljine filma [14,15]. Pri tome je evidentno da se položaj rezonantnih linija u frekventnom spektru dinamičke permitivnosti potuno poklapa sa položajem apsorpcionih pikova u spektru indeksa apsorpcije.



Slika 2. Optičke osobine slabo perturbovanog ultratankog filma

U spektru indeksa prelamanja dešavaju se skokovi na mestima gde indeks apsorpcije trpi promene: za balk-strukture to se događa na granicama apsorpcione zone, dok film ima 1 – 4 odgovarajuća, ne jako uska pika u istom frekventnom opsegu.

Refleksija se u balku dešava van granica apsorpcione zone, dok je u filmu prisutna parcijalno na svakoj kristallograskoj ravni.

Najinteresantniji rezultat definitivno je potpuna netransparencija molekuskog balka, dok do nano-dimenzija stanjene film-strukture postaju transparentne osim za maksimalno  $N+1$  (ovde 4) diskretna pika, koji korespondiraju kombinaciji apsorpcionih i refleksionih pikova na svakoj ravni tog filma.

### 3.3. Optičke karakteristike celog filma

Ostaje ipak otvoreno pitanje vezano za proveru ovih rezultata i mogućnostima njihove komparacije sa eksperimentalnim podacima. Ovde dolazimo do ključnog problema, koji se sastoji u sledećem. Merenje odgovarajućih veličina – karakteristika filma može se ostvariti:

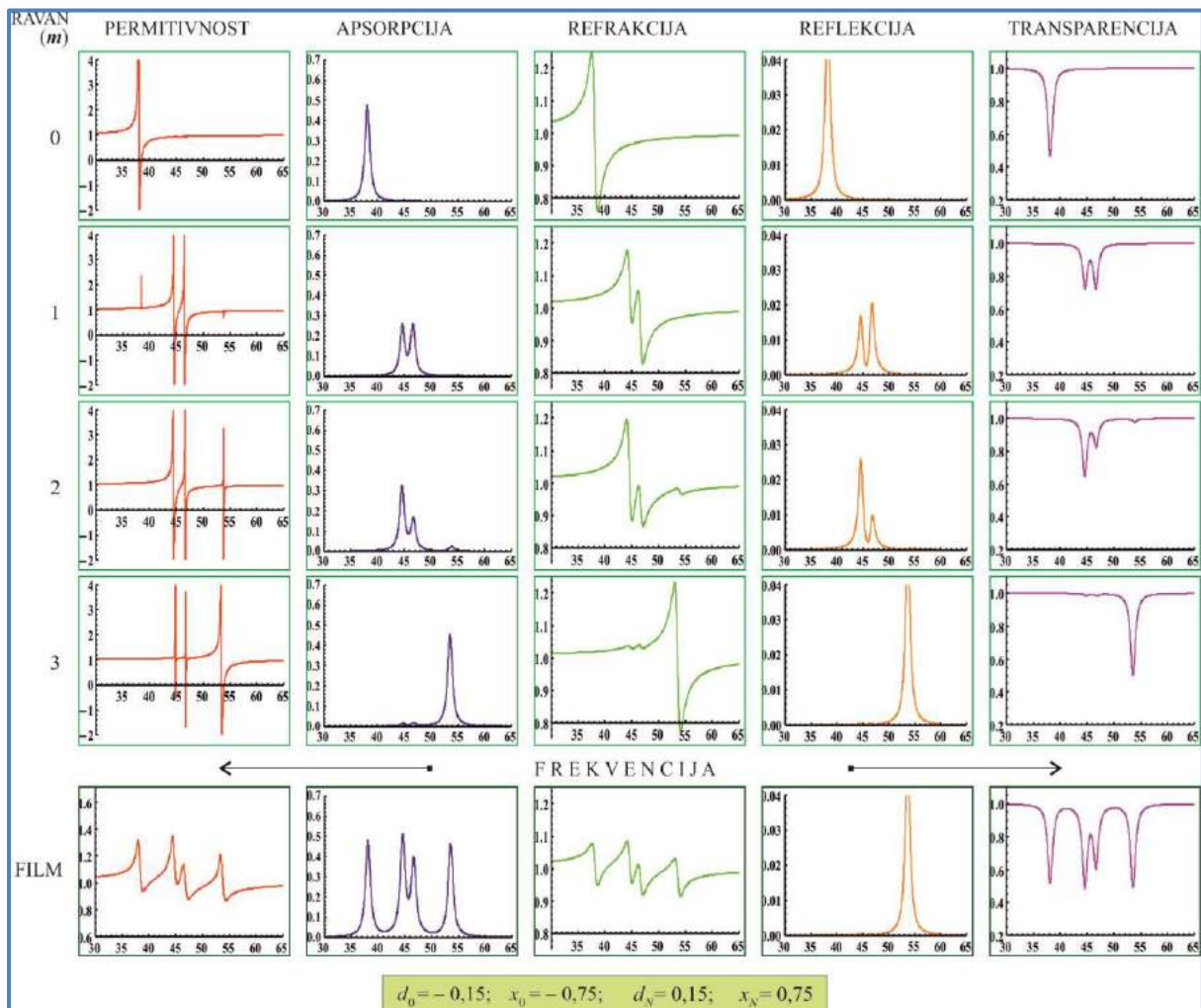
- i) samo na graničnim površima filma između zadatih tačaka na nekim određenim rastojanjima, ili
- ii) između dveju graničnih površina, dakle za ceo film i to normalno na njegove granične površi.

Mi smo se odlučili za drugu, kao prihvatljiviju opciju. Ali, u tom slučaju trebalo je definisati ukupne optičke karakteristike tog filma.

Prvo smo krenuli od proračuna indeksa prelamanja uzorka sa 2 plan-paralelna sloja, pa onda sa 3, kao 1 + 2, i uopštavanjem razmatranja višestrukog prelamanja, došli smo do definicije indeksa prelamanja filma sa  $N$  slojeva, tj. sa  $N + 1$  ravni:

$$\frac{N}{n_f(\omega)} = \sum_{n_z=0}^N \frac{1}{n_{n_z}(\omega)} \Rightarrow n_f(\omega) = N \left( \sum_{n_z=0}^N n_{n_z}^{-1}(\omega) \right)^{-1}. \quad (13)$$

Nakon toga smo posmatrali procese dolaska polihromatskog zraka (iz istog intervala IC oblasti, kao i do sada), a jediničnog intenziteta i njegovog prolaza od “gornje” ( $n_z = 0$ ), ka “donjoj” graničnoj ravni ( $n_z = N$ ) uz zanemarivanja procesa unutrašnje (unutar-filmske) konverzije. To je moguće kada se mogu zanemariti svi procesi višestrukog odbijanja, prelamanja i apsorpcije u/na unutrašnjim ravnima filma. S obzirom na činjenicu da indeksi refleksije najznačajniji (samo) na upadnoj, tj. upadnim graničnim ravnima (što se vidi sa priloženih grafika na slikama 2 i 3), njihov doprinos se može prenebrgnuti, pogotovo ako nas interesuje apsorbovani i transparentni udeo.



Slika 3. Optičke osobine jako perturbovanog ultratankog filma

Na gornjoj površi ( $n_z = 0$ ) dolazi snop zraka jediničnog intenziteta, tu se reflektuje deo  $r_0$ , apsorbuje  $\kappa_0$  i prođe  $\tau_0$ , pri čemu je:  $\tau_0 = 1 - r_0 - \kappa_0$ . Na prvoj unutrašnjoj ravni ( $n_z = 1$ ) dolazi  $\tau_0$ , reflektuje se  $r_1 \tau_0 \approx 0$ , apsorbuje  $\kappa_1 \tau_0$  i prođe  $\tau_1$ , pri čemu je:  $\tau_1 = \tau_0 - \kappa_1 \tau_0 = (1 - \kappa_1) \tau_0$ . Onda, na  $n_z = 2$  dolazi  $\tau_1$ , reflektuje se  $r_2 \tau_1 \approx 0$ , apsorbuje  $\kappa_2 \tau_1$  i prođe  $\tau_2$ , pri čemu je:  $\tau_2 = \tau_1 - \kappa_2 \tau_1 = (1 - \kappa_2) \tau_1$  ... Na donjoj površi filma ( $n_z = N$ ) dolazi  $\tau_{N-1}$ , reflektuje se  $r_N \tau_{N-1} \approx 0$ , apsorbuje  $\kappa_N \tau_{N-1}$  i prođe  $\tau_N \equiv \tau_f$ , pri čemu je:

$$\tau_f(\omega) = \tau_0 \prod_{n_z=0}^N (1 - \kappa_{n_z}), \quad (14)$$

a ukupno se u filmu apsorbuje:

$$\begin{aligned} \kappa_f(\omega) &= \kappa_0(\omega) + \sum_{n_z=1}^N \kappa_{n_z} \tau_{n_z-1}; \\ \tau_{n_z} &= (1 - \kappa_{n_z}) \tau_{n_z-1}; \quad n_z = 1, 2, 3, \dots, N. \end{aligned} \quad (15)$$

Pri tome mora važiti zakon održanje energije, tj.  $r_0 + \kappa_f + \tau_f \equiv 1$ .

Ukupnu permitivnost definišemo kao moduo kompleksne veličine:  $\mathcal{E} = \mathcal{E}' + i\mathcal{E}''$ , odakle je:  $|\mathcal{E}| = (\mathcal{E}'^2 + \mathcal{E}''^2)^{1/2}$ , a kako je [7]:  $\mathcal{E}^{1/2} = n + i\kappa$ , to sledi:

$$\varepsilon_f(\omega) \equiv |\varepsilon_f(\omega)| = n_f^2(\omega) + \kappa_f^2(\omega). \quad (16)$$

Sve ovo je „ubačeno“ u sopstveno pripremljeni i razvijeni softverski paket (uz pomoć *Mathematica* i *CorelDraw*), numerički obrađeno i posle konvertovao u odgovarajuće grafike. Dakle, u donjim vrstama slika 2 i 3, predstavljeni su spektri dinamičkih optičkih indeksa u frekventnom opsegu  $f \in (43.5, 47.5)$  IC oblasti za celokupan film!

#### 4. ZAKLJUČAK

Bitne razlike u dielektričnom odzivu (makroskopske, ali dimenziono-kvantne osobine) eksitona između balk i simetričnih film-struktura kao isključivu posledicu ograničenosti filma duž z-pravca i postojanja perturbacija parametara na graničnim površima i graničnim slojevima strukture su rezultati ovih istraživanja. Dielektrična (permitivnost) i optička svojstva (apsorpcija, prelamanje, refleksija i transparentija) filma pokazuju osobinu selektivnosti, tj. pojavu diskretnih rezonantnih apsorpcionih pikova na tačno određenim energijama, čiji broj i raspored zavisi od broja slojeva u filmu i perturbacionih parametara. Ove osobine daju filmovima prednost u odnosu na balk strukture (čiji je dielektrični odziv kontinualan u određenom opsegu energija), jer se u tom slučaju filmovi mogu koristiti kao svojevrsni filteri spoljašnjeg zračenja. Broj apsorpcionih pikova je manji, tj. postoje dominantne frekvencije koje će stvarno biti apsorbovane. Tamo gde indeks apsorpcije raste – indeks prelamanja opada, na mestima promene indeksa apsorpcije nalaze se singulariteti indeksa prelamanja.

Ovi rezultati – posledice kvantno-dimenzionog i konfajnement efekata, mogu poslužiti kao dobra osnova za teoriju manipulisanja graničnim parametrima radi dobijanja ciljanih osobina nanostrukturnih uzoraka u okviru optičkog inženjeringa koji je u početnoj razvojnoj fazi. Cilj ovoga je da se proizvedu drugačiji elektronski, tačnije – fonski nano-elementi za računare



nove generacije, zatim efikasniji konvertori sunčeve energije, elementi nanorobota, pa da se naprave i prouče nanočestični nosači lekova, ...

### **Zahvalnica**

Istraživanja čiji su rezultati izloženi u ovom radu delimično su finansirala: Ministarstvo prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije (Projekti ON171039 i TR34019) i Ministarstvo nauke i tehnologije Republike Srpske (Projekat 19/6-020/961-16/15) i finansijski potpomogao Sekretarijat za nauku i tehnološki razvoj AP Vojvodine (projekt 114-451-927).

### **5. REFERENCE**

- [1] Wood K., Hammond P., Schmidt D., Wrightman S. and Andaya B.: Thin Film Delivers Drugs, Biophotonics, Cambridge, 12.02.2008.; (<http://www.photonics.com>),
- [2] Tringides M. C., Jatochawski M. and Bauer E.: Physics Today, pp.50-54 (April 2007),
- [3] Davison S. G. and Steslicka M.: Basic Theory of Surface States, Clarendon Press, Oxford 1996.,
- [4] Agranovich V. M. and Ginzburg V. L.: Crystaloptics with Space Dispersion and Theory of Excitons, Nauka, Moskwa, 1979.,
- [5] Mirjanić D. Lj., Kozmidis-Luburić U. F., Marinković M. M., Tošić B. S.: Can. J. Phys. 60, p.1838, 1982.,
- [6] Rickayzen, G.: Green's Functions and Condensed Matter, Academic Press, London, 1980.
- [7] Mahan, G.: Many Particle Physics, Plenum Press, New York, 1990.,
- [8] Dzialoshinski I. E. and Pitaevski L. P.: Zh. eksper. teor. Fiz. 36, p. 1977, 1959.,
- [9] Cottam M. G., Tilley D. R.: Introduction to Surface and Superlattice Excitations, University, Cambridge, 1989.,
- [10] Škipina B., Mirjanić D. Lj., Vučenović S. M., Šetrajčić J. P., Šetrajčić I. J., Šetrajčić-Tomić A. J., Pelemiš S. S., Markoski B.: Selective IR Absorption in Molecular Nanofilms, Optical Materials **33**, 1578-1584 (2011),
- [11] Pelemiš S., Škipina B., Vučenović S. M., Mirjanić D. Lj. and Šetrajčić J. P.: Tehnika – Novi materijali 2, p. 13, 2008.,
- [12] Šetrajčić J. P., Pelemiš S. S., Vučenović S. M., Zorić V. M., Armaković S., Škipina B., Šetrajčić A. J.: Absorption Features of Symmetric Molecular Nanofilms, Proceedings 27th MIEL, 127-130 (2010),
- [13] Pelemiš S. S., Šetrajčić J. P., Markoski B., Delić N. V., Vučenović S. M.: Selective Absorption in Twolayered Optic Films, J.Comput.Theor.Nanosci. 6(7), 1474-1477 (2009),
- [14] Šetrajčić J. P., Jaćimovski S. K., Sajfert V. D., Šetrajčić I. J.: Specific quantum mechanical solution of difference equation of hyperbolic type, Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat. **19**(5), 1313-1328 (2014),
- [15] Vučenović S. M., Šetrajčić J. P.: Fizičke specifičnosti materijala i optička pobuđenja nanomaterijalima, ISBN 978-99955-21-37-0, PMF, Banja Luka 2014.,
- [16] Šetrajčić I. J., Rodić D., Šetrajčić J. P.: Optical properties of layers of symmetric molecular nanofilms, Journal of Optics **44**/1, 1–6 (2015).