

## KARAKTERISTIKE MATERIJALA I NJIHOVA OCENA UZ ULTRABRZE FENOMENE

### MATERIAL CHARACTERISTICS AND THEIR EVALUATION FOR ULTRAFAST PHENOMENA

Željka Tomić, *IRITEL AD Beograd, zeljka@iritel.com, Srbija*  
 Mileša Srećković, *Elektrotehnički fakultet, Beograd, esreckov@etf.rs*  
 Slađana Pantelić, *Elektrotehnički fakultet, Beograd*  
 Stanko Ostojić, *Tehnološko metalurški fakultet, Beograd*  
 Aleksander Kovačević, *Institut za fiziku, Beograd*  
 Veljko Zarubica, *Direkcija za mere i plemenite metale, Beograd*

**Sadržaj** - *Merenje karakteristika poznatih materijala ima na raspoloženju veliki broj direktnih i indirektnih mernih postupaka i načina pretvaranja veličina jednih u druge (u električne signale). Veza optičkih sa drugim fenomenima omogućuje da se razvojem novih metoda koherentne optike oceni direktno ili indirektno i niz novih, savremenih materijala, za koje nema mnogo podataka u literaturi. Za efekte, koji se razvijaju uz procese nelinearne optike i ultrabrze fenomene, potrebno je oceniti karakteristike materijala za razne vrste analiza mogućih izlaza - kanala pojedine interakcije - sa intenzivnim laserskim snopom. Ovde mnogo više dolazi do izražaja korisnost povezivanja fenomena i numeričke ocene, koje počivaju na složenim računskim aparatima. Sledeći opise sa aproksimacijama polarizabilnosti i hiperpolarizabilnosti, različitih redova (po električnom polju) u radu se daju postupci ocenjivanja izabranih materijala, koji se pojavljuju u raznim agregatnim stanjima kao čisti, u smešama i raznim garbitima od „bulk“ oblika do optičkih fibera.*

**Abstract** - *The measurement of characteristics of better-known materials has at disposal a numerous direct and indirect measuring methods as well as the methods of magnitude transforming (in electric signals). The relationship with other phenomena enables that with the development of new methods of coherent optiques evaluate directly or indirectly the new, modern material for which do not exist many data in references. For the effects, emerging with the processes of nonlinear optics and ultrafast phenomena, it is needed to evaluate the material characteristics for various types of analyses of possible outcomes – the chanel of individual interaction – with intensive laser beam. Here, the usefulness of linking the phenomena to numerical evaluation, based on complex numerical methods, comes into the attention. By following the descriptions using polarizability (and hyperpolarizability) approximations of higher degree (dependences in electric field), the methods for evaluation of chosen materials are analyzed in presented paper. Considered materials occur in different aggregate states as pure materials, in the mixtures, and of various dimensions, from „bulk“ shapes to optical fibers.*

#### Uvod

Savremene spektroskopije se odlikuju mnogim podelama, zavisno od tehničke podrške, izvora za zapis, koherentnosti, tipa rada (kontinualni ili impulsni), intenziteta mernih signala, frekventnog ili vremenskog zapisa (korelator i analizator spektra), načina uzorkovanja, itd. Prema vremenu, koje se definiše za dobijanje finalnog rezultata, određuje se i složenost algoritama za obradu podataka. Prilaz se vrši sa komercijalnim paketima programa ili se rešenja razvijaju namenski. Sa druge strane, u mernoj tehnici ultra-brzih fenomena, pa i spektroskopija (fs i attos), programi tipa FROG, QUICKFROG su nezaobilazni. Poseban je prilaz sa linearnim i nelinearnim spektroskopijama, sa koherentnim i nekoherentnim izvorima, itd. U Tab.1 je data jedna od podela spektroskopija, a postoji niz drugih [1-4].

#### Fluktuacije materijala i procesi rasejanja spontanog i stimulisano tipa

Aktivna i modulaciona spektroskopija se mogu koristiti i u spektroskopiji Brillouina i Rayleigha. Brillouinova spektroskopija je već odavno postala merna tehnika za akustiku i omogućuje detaljnije i potpunije poznavanje akustičkih osobina materijala. Tehnikom Brillouina se uključuju veze akustičkih, termodinamičkih, optičkih, elektrooptičkih i drugih karakteristika za kondenzovane sredine [5-8]. Eksperimenti za dobijanje mehaničkih karakteristika materijala postaju mnogo brži. Merenje čistih tečnosti ili rastvora vrši se na istoj postavci aparature, ali je interpretacija složenija.

Kao i u spektroskopiji Ramana, prelaz od rasejanja na spontanim fluktuacijama indeksa prelamanja ka rasejanju na

optički indukovanim, regularnim sredinama – strukturama, omogućuje da se znatno povisi intenzitet signala, poboljša spektralna rezolucija, i izmere direktna vremena relaksacije. Spontano molekularno rasejanje je vezano za relativno slabe signale sa malim fluktuacijama  $\varepsilon$  (odnosno  $\chi$ , odnosno indeksa prelamanja)

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \equiv \varepsilon_0 + \varepsilon_\Phi(t, \mathbf{r}). \quad (1)$$

Do rasejanja dovodi fluktuaciona komponenta dielektrične konstante  $\varepsilon_\Phi(t, \mathbf{r})$ , kao slučajne funkcije prostorne koordinate i vremena. Maksimalne frekvencije u spektru  $\varepsilon(t)$  nisu veće od  $10^{10}$ – $10^{11}$  Hz. Radijus korelacije  $r_\chi$  je manji od talasne dužine  $\lambda$ , a prostorna korelaciona funkcija  $\varepsilon_\Phi$  najnižeg reda se često aproksimira  $\delta$  funkcijom. Važi:

$$\overline{\varepsilon_\Phi(t, \mathbf{r})\varepsilon_\Phi(t, \mathbf{r}') } = \overline{\varepsilon^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2)$$

U aktivnoj spektroskopiji molekularnog rasejanja, izmena  $\varepsilon$  i  $\Delta\varepsilon_\Phi$  dovodi do rasejanja, i dolaze do izražaja nelinearnosti sredine. Radi se o zavisnostima od  $\chi^{(n)}$  sa samo neparnim vrednostima [8, 9]. Tako je

$$P^{(3)} = \chi^{(3)} E^3. \quad (3a)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_N, \quad \text{gde je } \Delta\varepsilon_\Phi = 4\pi\chi^{(3)} |E|^2. \quad (3b)$$

Ako je  $|P^{(3)}| \propto |P^{(1)}|$ , za indeks prelamanja  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , važi:

$$n = n_0 + \Delta n_N, \quad \text{gde je } \Delta n_N = n_2 |E|^2 = \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} |E|^2. \quad (4)$$

Svakom tipu molekularnog rasejanja direktno se pridružuje veza sa presekom spontanog rasejanja. Presek se izražava na različite načine; kod Rayleighovog rasejanja često se koriste Rayleighovi faktori R. Analogije Brillouinovog i Ramanovog tipa rasejanja su odavno analizirane.

**Tab. 1.** Jedan prilaz podeli spektroskopija

Spektroskopija spontanog rasejanja svetlosti i aktivna spektroskopija
Koherentna stacionarna aktivna spektroskopija (KSAR); Ramanova spektroskopija sa nelinearnim susceptibilnostima
Polarizacione i interferencione pojave u KSAR (koherent. ASKR)
Aktivna spektroskopija elementarnih pobuda u kristalima bez centralne simetrije
Nestacionarna Ramanova aktivna spektroskopija (kombinaciono rasejanje). Prilazi u izučavanju vibracione relaksacije
Koherentna Ramanova spektroskopija - eksperimentalna tehnika
Koherentna četvorofotonska spektroskopija elektronskih rezonanci kod atoma, molekula i kondenzovanih sredina
Aktivna spektroskopija Rayleighovog i Brillouinovog (Mandelstam-Brillouinovog) rasejanja svetlosti

Svi spontani tipovi rasejanja imaju razvijene tehnike merenja, i posebne aparature-spektrometre. Primenom izvora, koji rade na principu *njihovih parnjaka* kao stimulisanih procesa, u merenjima se dobijaju veći signali i manje nesigurnosti. Polarizabilnosti i hiperpolarizabilnosti viših redova postaju merljive veličine tek sa visokim gustinama pobudnih flukseva, koji egzistiraju kod kratkih impulsa

kvantnih generatora. Kvadratna optička nelinearnost dovodi do modulacije dielektrične propustljivosti sa optičkom frekvencijom, ako je inercija nelinearnog odziva mala. To se mnogo koristi kod parametarskih pojačavača i generatora u optičkom dijapazonu.

Pojava statičkih i progresivnih *rešetaka* se opaža po difrakcionim efektima i samodifrakciji snopova. Često se pojave samofokusiranja i samodifrakcije sreću kao konkurentski procesi i dolazi do izražaja  $n_3$ .

Ovo se može diskutovati sa gledišta koherentne Ramanove aktivne spektroskopije. Indukovanje nelinearne sredine se pojavljuje i uz holografiju, (dinamička holografija), adaptivnu optiku [10] i u tehnici lasera sa raspedeljenom povratnom spregom DFB [11–13].

Dinamička samodifrakcija nastaje kad se zapis i očitavanje (dinamički hologram) vrše istovremeno i samosaglasno. Radi se o nizu efekata. Odsustvo razmene među snopovima, koji dovode do lokalnog odziva Braggovog tipa, nestacionarna samodifrakcija Raman-Natta, parametarsko pojačanje i efekti četvorotalasnog mešanja su aktivno uključeni. Radovi početi 60tih godina se ponovo aktiviraju 80 tih prošlog veka i danas su aktuelni (fs i attos kvantni generatori dovode do novih prilaza.) Rasejanje na fluktuacijama koncentracije rastvora, koloidnim česticama, slobodnim nosiocima u poluprovodnicima, dovodi do potrebe za razvojem teorija, koje uključuju više disciplina. Spontano kvazielastično rasejanje je od posebne važnosti za prozračne izotropne dielektrike cilindrične geometrije na materijalima tipa stakala i plastika, specijalno kod optičkih fibera i aktivnih materijala.

### Odnos različitih spektroskopija, direktna merenja vremena relaksacije i širina linija

Podsetićemo se na iskaze iz nekih odabranih spektroskopija i primenljivost mernih rezultata, kao i efekte teoretskih predviđanja. Posebno mesto imaju elipsometrijska merenja [14].

Tu su i matični prilazi, i definicija – interpretacija vrednosti pojedinih komponenata matrica tipa Müllerovih i dr. Postavlja se pitanje, šta znači da je depolarizacija  $\rho_h$  veća ili manja od 1, i da li je  $\rho_v$  posledica molekularne anizotropije ili unutrašnjeg polja ( $\text{CCl}_4$ ). Iz rezultata merenja statičkog i dinamičkog rasejanja, važno je analizirati tip materijala i moguće veze sa:

- cirkularnim dihiroizmom [15],
- vremenima relaksacije iz merenja elektronske paramagnetne rezonanse i Ramana, odnosno iz širina odgovarajućih linija [16],
- uzrocima *nedetektovanja* komponenti svih polarizacija predviđenih teorijom Ramanovog rasejanja [17],
- nepoklapanjem vrhova–traka ili poklapanjem IC spektara i Ramanovog rasejanja.

### Rayleighovo i Brillouinovo rasejanje. Statički i dinamički slučaj

Širina Rayleighove i Brillouinovih linija i pomaci njihovih centara su povezani putem Braggovog uslova

$$k^2 = k \pm q, \quad (5)$$

( $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$ ,  $\mathbf{q}$  – talasni vektori, pobudne, rasejane komponente svetlosnih talasa, i talasa gustine, redom). Aproximativno je modul talasnog vektora zvučnog talasa  $q$

$$q \approx 2k \sin(\theta/2). \quad (6)$$

Pretpostavljeno je  $k \approx k'$ , pošto se izmena talasne dužine pri rasejanju smatra malom, a i vrednost pomaka frekvencije

$$\pm \Omega_M = \omega' - \omega = \pm qv = \pm 2kv \sin(\theta/2), \quad (7)$$

gde je  $v$  brzina zvučnih talasa. Za tečnosti,  $\Omega_M$  je maksimalna vrednost, pri  $\theta = \pi$ , obično oko 5–30 GHz (hiperzvuk), a širina Brillouinove linije se određuje apsorpcijom hiperzvuka, odnosno  $\Gamma_M/2\pi \approx 100\text{--}500$  MHz, Tab. 2.

Izmena frekvencije svetlosti pri *refleksiji* progresivnog hiperzvučnog talasa se posmatra kao pojava Dopplerovog efekta.

Prebrojavanje komponentata fine strukture molekularnog rasejanja svetlosti (I varijanta Einstein [1]) i ocena diferencijalnog preseka  $d^2R/(do d\Omega)$  Rayleighevog i Brillouinovog rasejanja [1] su predmet mnogobrojnih analiza.  $d^2R/(do d\Omega)$  predstavlja odnos totalne snage svetlosti, rasejane jediničnom zapreminom u ugao  $do$  u spektralni interval  $d\Omega$  (prema pobudnom fluksu).

Za Rayleighevu komponentu je [1]

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2R}{do d\Omega}\right)_R &= \left(\frac{dR}{do}\right)_R \frac{\kappa q^2 / \pi}{\Omega^2 + (\kappa q^2)^2} = \\ &= \frac{(\omega/c)^4}{16\pi^2} \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_T \frac{\beta^2 k T^2 \sin^2 \varphi}{\rho c_p} \frac{\kappa q^2 / \pi}{\Omega^2 + (\kappa q^2)^2} \end{aligned} \quad (8)$$

Ovde je  $T$  – temperatura sredine koja rasejava,  $\rho$  gustina,  $k$  Boltzmanova konstanta,  $\varphi$  ugao vektora  $\mathbf{e}$ , koji je određen polarizacijom i pravcem rasejanog talasa  $\mathbf{k}'$ ,  $c_p$  specifična toplota pri konstantnom pritisku,  $\beta$  temperaturni koeficijent zapreminskog širenja,  $\kappa$  temperaturna provodnost,  $\kappa = \lambda_T / \rho c_p$ , gde je  $\lambda_T$  koeficijent termalne provodnosti.

Za Brillouinovo rasejanje važi

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2R}{do d\Omega}\right)_M &= \left(\frac{dR}{do}\right)_M \frac{\Gamma q^2 / 2\pi}{(\Omega \pm \Omega_M)^2 + (\Gamma q^2 / 2)^2} = \\ &= \frac{(\omega/c)^4}{32\pi^2} \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_T \beta_s k T \sin^2 \varphi \frac{\Gamma q^2 / 2\pi}{(\Omega \pm vq)^2 + (\Gamma q^2 / 2)^2} \end{aligned} \quad (9)$$

gde je  $\beta_s$  adijabatska kompresibilnost,  $\Gamma = \eta/\rho$  a  $\eta$  koeficijent viskoznosti.

I Rayleigheva i Brillouinova komponenta su totalno polarizovane. Fluktuacije gustine i temperature ne izazivaju

anizotropiju i ne depolarizuju zračenje. O ovom stavu se može diskutovati sa gledišta uticaja unutrašnjeg polja.

Jednačine (8) i (9) određuju poznati Landau-Placzek odnos, odnos intenziteta centralne i bočnih komponentata (Brillouinovih komponentata u spektru molekularnog rasejanja). Važne su i relacije u (10) sa uvođenjem  $\beta_T$  izotermne kompresibilnosti,

$$\begin{aligned} \frac{I_R}{2I_M} &= \frac{(dR/do)_R}{2(dR/do)_M} = \frac{\beta^2 T}{\rho c_p \beta_s} = \frac{c_p - c_v}{c_v} = \gamma - 1, \\ \beta_s &= \beta_T - \frac{\beta^2 T}{\rho c_p}, \quad \frac{\beta_T}{\beta_s} = \frac{c_p}{c_v} = \gamma, \quad \beta_T = -V^{-1} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T. \end{aligned} \quad (10)$$

Tipične vrednosti za preseke rasejanja i materijale su date u Tab. 2, što je za 1–2 reda veličine veće od vrednosti Rayleighevog preseka.

### Slučaj anizotropije

Uvođenje anizotropije dovodi do nekoliko veza tipa (jed.11) i Cabannes-ovog faktora

$$\begin{aligned} \left(\frac{dR}{do}\right)_{pol} &= \left(\frac{dR}{do}\right)_{izot} \frac{3+3\Delta_v}{3-4\Delta_v}, \\ \left(\frac{dR}{do}\right)_{izot} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \left(\frac{d^2R}{do d\Omega}\right)_R + \left(\frac{d^2R}{do d\Omega}\right)_M \right] d\Omega \end{aligned} \quad (11)$$

gde se radi o totalnom preseku izotropnog (polarizovanog rasejanja) i Cabannesovog faktora  $\Delta_v$ . U opštem slučaju, ako se ne radi o čistoj tečnosti, već o smešama, situacija se komplikuje i uvode se doprinosi koncentracijskih fluktuacija.

### Nelinearne konstante materijala

Polazeći od Maxwellovih jednačina i uvođenjem viših stepena zavisnosti po električnom polju, koje označavaju indukovane pojave (ili polaskom od razvoja u red magnetnih veličina) pojavljuju se zavisnosti sa tenzorskim zapisima za anizotropne materijale, i obezbeđuje se aparat za konstatovanje delovanja više pridruženih električnih polja:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) &= \chi_1^e \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) &= \chi_2^e \cdot \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) + \chi_3^e \cdot \mathbf{E}^3(\mathbf{r}, t) + \dots \\ \chi_{ij}^e(\omega, k) &= \chi_{ij}^e(\omega) + in \left( \frac{\omega}{c} \right) \mathbf{n}_{ijk}^e(\omega) \mathbf{s}_k + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_3(\mathbf{r}, t) + \dots = \sum_a \mathbf{E}_a(\mathbf{r}, t)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{P}^{(n)}(\mathbf{r}, t)$$

**Tab. 2.** Materijalne konstante i parametri molekularnog rasejanja tečnosti, po podacima [1]; \*) za rasejanje „unazad“ za  $\lambda=0,56 \mu\text{m}$   $\theta=180^\circ$ ; \*\*) bez korekcije na uticaj depolarizovane komponente)

Tečnost	$n$	$\rho$ , g/cm <sup>3</sup>	$c_p$ , 10 <sup>-7</sup> J/g•K	$\beta$ , 10 <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup>	$v$ , 10 <sup>5</sup> cm/s	$\Gamma_M/2\pi$ *, MHz	$\Gamma_R/2\pi$ *, MHz	$dR/do$ , ** 10 <sup>-6</sup> cm	$\Delta_v$ , %
CCl <sub>4</sub>	1,460	1,595	0,84	1,18	0,92	630	18	4,8	6
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	1,501	0,879	1,7	1,19	1,324	350	27	12,6	9,3
CS <sub>2</sub>	1,628	1,262	0,95	1,16	1,158	65	37	57,	62
C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	1,372	0,791	2,1	1,38	1,19	270	21	4	11
CH <sub>3</sub> OH	1,328	0,791	2,5	1,18	1,21	300	12	2,55	6
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O	1,363	0,713	2,3	1,55	1,03	290	16	4,6	9
H <sub>2</sub> O	1,339	0,997	4,2	0,20	1,47	380	26	1,08	8,8

Uključujući formule i zavisnosti sa termodinamičkim veličinama, faktorima depolarizacije i Rayleighovim preseccima dobijaju se nelinearne konstante  $\chi^{(n)}$  viših redova. Pokazaće se neke ocene iz literature i naše, posebno za slučaj  $C_6H_6$  i  $CS_2$ ; prvi se koristi za kalibraciju aparatura za rasejanje, a drugi uz Kerrov efekt. U [1] se nalaze zavisnosti:

$$\chi^{(3)M} = \chi^{(3)M1} + \chi^{(3)M2}$$

$$\chi^{(3)M1} = \frac{1}{64\pi^2 \mathcal{D}} \left( \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_T^2 \beta_s (2-\gamma) \frac{\Omega_M^2}{-\Omega^2 + \Omega_M^2 + i\Gamma_M \Omega} \approx$$

$$\approx \frac{1}{64\pi^2 \mathcal{D}} \left( \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_T^2 \beta_s (2-\gamma) \frac{\rho v}{\eta q} \frac{\Gamma_M / 2}{\Omega_M \mp \Omega \pm i\Gamma_M / 2}$$

$$\chi^{(3)M2} = -\frac{i}{64\pi^2 \mathcal{D}} \left( \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_T \frac{\Omega_M^2}{\Omega} \frac{\beta n c \alpha / \rho c_p}{-\Omega + \Omega_M^2 + i\Gamma_M \Omega} \approx$$

$$\approx \mp \frac{i}{64\pi^2 \mathcal{D}} \left( \rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_T \frac{\beta n c \alpha}{\rho c_p \Gamma_M} \frac{\Gamma_M / 2}{\Omega_M \mp \Omega \pm i\Gamma_M / 2}$$

$$\Gamma_M = \eta q^2 / \rho$$

Slučaj benzola ima podatke iz [1], ( $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ ):

$$\left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T = 1,55, \quad \gamma = 1,54, \quad \rho = 0,8 \text{ g/cm}^3,$$

$$v = 1,47 \cdot 10^5 \text{ cm/s}, \quad \frac{\Gamma_M}{2\pi} = 0,35 \cdot 10^9 \text{ Hz},$$

$$\chi^{(3)M} = \frac{4,0}{D} \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{erg} \quad (\text{pri } \theta=180^\circ)$$

Slučaj  $CS_2$ , [1]

$$\left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T = 2,15, \quad \gamma = 1,62, \quad \rho = 1,26 \text{ g/cm}^3,$$

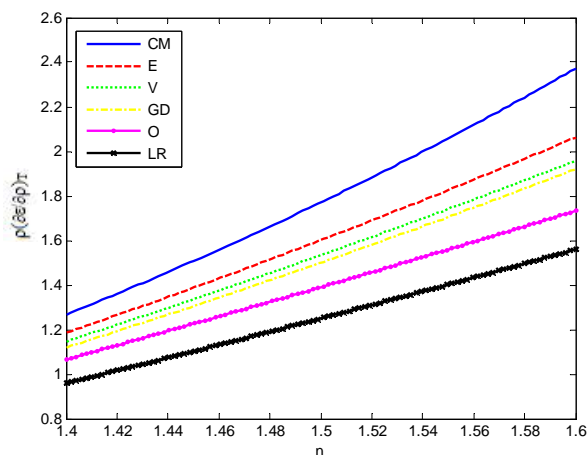
$$v = 1,25 \cdot 10^5 \text{ cm/s}, \quad \frac{\Gamma_M}{2\pi} = 0,65 \cdot 10^8 \text{ Hz},$$

$$\chi^{(3)M} = \frac{18,6}{D} \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{erg} \quad (\text{pri } \theta=180^\circ)$$

Posmatranjem potrebnih veličina za ocenu  $\chi^{(3)}$  pojavljuje se kao važna veličina  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$ . Ova veličina za materijale nije uvek adekvatno određena, jer se pojavljuje u različitim aproksimacijama u vezama  $\rho$ - $\varepsilon$ . Analizirali smo neke od njih među kojima su: Clausius-Mossotti, Eykman, Vuks, Gladstone-Dale, Onsager, Laplace-Ramanathan, od kojih je najpoznatija Lorenz-Lorentzova relacija [18]. Koristeći date zavisnosti za  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$  za razne aproksimacije u funkciji indeksa prelamanja izračunate su  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$  i predstavljene u Tab. 3. Vrednosti indeksa prelamanja u intervalu 1,4–1,6 i razne aproksimacije su prikazane na sl. 1.

**Tab. 3.** Proračun  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$  za razne materijale, prema raznim aproksimacijama

Materijal	$\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$								
	$C_{19}H_{39}OH$	$CS_2$	$CS_2$	$C_6H_6$	$CCl_4$	$C_3H_6O$	$CH_3OH$	$C_4H_{10}O$	$H_2O$
<i>n</i>	1,4595	1,6295	1,628	1,501	1,46	1,372	1,328	1,363	1,339
Aproksimacija	[18]	[1]	[1]	[1]	[1]	[1]	[1]	[1]	[1]
Clausius-Mossotti	1,5559	2,5686	2,5583	1,7763	1,5584	1,1419	0,9579	1,1030	1,0025
Eykman	1,4273	2,2078	2,2003	1,6055	1,4294	1,0780	0,9160	1,0441	0,9556
Vuks	1,3729	2,0895	2,0827	1,5381	1,3749	1,0458	0,8924	1,0138	0,9300
Gladstone-Dale	1,3413	2,0515	2,0448	1,5040	1,3432	1,0208	0,8712	0,9895	0,9078
Onsager	1,2569	1,8367	1,8314	1,3938	1,2585	0,9787	0,8443	0,9509	0,8776
Laplace-Ramanathan	1,1301	1,6553	1,6504	1,2530	1,1316	0,8824	0,7636	0,8578	0,7929



**Sl. 1.**  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$  u zavisnosti od indeksa prelamanja  $n$  u intervalu 1,4–1,6, prema raznim aproksimacijama (CM–Clausius-Mossotti, E–Eykman, V–Vuks, GD–Gladstone-Dale, O–Onsager, LR–Laplace-Ramanathan).

Ocene  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$  i aproksimacija

$$\rho \left( \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_T = \frac{(2n^2 + 0,8n)(n^2 - 1)}{n^2 + 0,8n + 1},$$

za koncentracije rastvora lignina i fruktoze daju vrednosti kao u tab. 4, gde su prikazane koncentracije, merene vrednosti indeksa prelamanja i aproksimacija.

### Brillouinovo rasejanje i dobijanje podataka kompresibilnosti

Merenje Brillouinovih spektara za materijale daje brzinu zvuka iz pomaka, a koeficijent apsorpcije zvuka iz širine Brillouinove linije. Ako je putem Rayleighovog rasejanja izračunavana kompresibilnost po formuli:

$$k_T = \frac{R_{lz}}{\frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2 k T},$$

gde je takođe  $\rho(\partial \varepsilon / \partial \rho)$ , to je po Brillouinu ocena jednostavnija i tačnija. Kako se i kompresibilnost nalazi u formulama za nelinearne konstante to se njena nesigurnost unosi u nesigurnost izračunavanja  $\chi^{(n)}$ . Data karakteristična zavisnost različitih aproksimacija pokazuje reperkusije na jedan od činilaca nelinearne konstante  $\chi^{(3)}$ , sl. 1.

**Tab. 4.** Indeks prelamanja za lignin i fruktozu

Lignin			Fruktoza		
$c_l$ ( $10^{-7}$ J/gK)	$n_l$	$\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_{Tl}$	$c_f$ ( $10^{-7}$ J/gK)	$n_f$	$\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_{Tf}$
2	1,3665	1,057259	50	1,34	0,959262
4	1,3672	1,059892	100	1,347	0,984825
6	1,3681	1,063282	150	1,354	1,010620
8	1,3690	1,066675	200	1,36	1,032915
10	1,3697	1,069317			
12	1,3703	1,071583			

**Brillouinovi pomaci i širine**

Postoji mnogo zadataka, čije se rešenje sadrži u intenzitetu spontanog spektara Brillouina i Ramana. To važi i za spektroskopiju molekularnog rasejanja, spektralnu rezoluciju za rasejanje unapred. Širina linije se znatno smanjuje, a paraziti efekti rastu.

Vrlo mali intenzitet spontanog molekularnog rasejanja pri velikim  $q$  (veliki uglovi rasejanja), na temperaturama tačaka faznih prelaza, kada raste radijus korelacije fluktuacija, koje izazivaju rasejanje, dijagram upravljenosti spontanog rasejanja je izraženiji u pravcu unapred. Zamenom izvora nekim impulsnim laserom kratke širine, izaziva se, po prelasku praga, stimulisan proces (parnjak), koji znatno poboljšava pouzdanost merenja.

**Zaključak**

Odstupanja, po literaturi, izotermkih stišljivosti  $i$ , bez obzira na disperzne aproksimacije, su velika. Izotemska stišljivost se razlikuje i po 10% pri poredjenju autora Fabelinskog, Kielicha, Bokova, za slučaj  $C_6H_6$ , a on je najčešće meren. Ako se iskoristi Eykmanova aproksimacija za vezu  $\rho-\varepsilon$

$$\rho\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_T = (n^2 - 1) \left(1 - \frac{n^2 - 1}{2n(n + 0,4)}\right),$$

dobija se tabela 5.

Razlika u računu kompresibilnosti  $k_T$  prema literaturi i izabranim  $\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T$  u Tab. 5 se kreće od 9 do 60%.

Ocene  $n_2$  ( $n = n_0 + n_2 E^2$ ), koje su date na osnovu jednostavnih veza natrijumove linije i disperzije, su mnogo jednostavnije (slučaj stakala) i njih smo analizirali u [19].

Ocene metodama, koje smo ovde analizirali dovode do razlika, koje mnogo odstupaju u literaturi. Direktna merenja nelinearnih konstanti, uopšte, traže složenu aparaturu i uključnja razvijenih paketa programa, koji omogućuju simulacije, sinhronizacije i praćenje ultrabrzih fenomena.

Ocene, koje vode putem izloženih teorija sadrže aparature u kojima se direktno dobija definisana tražena veličina uključnjem odgovarajućih softvera standardne ili samostalno razvijene modifikacije ili potrebni interfejs. Posebno je važna širina i forma linije, na osnovu koje se oslanjanjem na teoriju vrši ocena. Na osnovu indeksa prelamanja se može vršiti ocena kvaliteta materijala, hrane, farmaceutskih proizvoda, ocena koncentracije rastvora, čistoća i dr. Merenja rasejanja su mnogo osetljivija i donose više podataka, ali nerešene aproksimacije uvode faktor razlika. Podaci dobijeni iz merenja dinamičkog rasejanja pružaju merenja sa manjim nesigurnostima, ali su aparature složenije. Kako su i pri direktnim merenjima nelinearnih konstanti  $\chi^{(n)}$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  moguće velike razlike, to mislimo da, bez obzira na ukazane  $\rho-\varepsilon$

aproksimacije, merenja rasejanja mogu da daju redove veličina nelinearnih konstanti, koje dolaze do izražaja pri ultrabrzim fenomenima.

**Tab. 5.** Računanje  $k_T$  iz podataka rasejanja i Eykmanove aproksimacije za organske rastvarače na kojima je mereno Rayleighovo rasejanje

Tečnost	$\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T$	$k_T, 10^{16} \text{ cm}^2/\text{N}$
N-dekan	1,4855	13,099
Tetralin	2,1210	13,031
Cikloheksan	1,6205	15,164
Heksan	1,1441	23,067
Metilcikloheksan	1,6189	18,234
Dodekan	1,5841	12,06
Benzol, $C_6H_6$	2,4931	12,433
Toluol	2,4449	11,854
P-dioksan	1,5918	1,3496
Hlorobenzol	2,8342	10,251
Ugljentetrahlrorid, $CCl_4$	1,9944	13,608
Nitrobenzol	3,3345	9,2084
Hinolin	4,6419	4,0206
Fitol	2,1568	8,0342

Rad je rađen u okviru Projekta br. TR-11014, 141003 i 141009-fizika Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije.

**Literatura**

- [1] S. A. Ahmanov, N. I. Koroteev, *Metody nelinejnoj optiki v spektroskopii rasseyaniya sveta*, Moskva:Nauka, 1981.
- [2] M. Srećković i dr, *Savremeni materijali*, pp.367-392, 2009.
- [3] Z. Ristić, *Magistarska teza*, ETF, Beograd, 2005.
- [4] A. Kovačević, *Doktorska disertacija*, ETF, Beograd,(2005).
- [5] M. Srećković, "Brillouin Spectra of Liquid Mixtures of Phytol in Carbontetrachloride and Toluene", *Opt. Commun.* **51**,pp.104,1984.
- [6] a) M. Srećković, „La diffusion quasiélastique du laser et les compressibilités isothermes des solvants organiques“, *J. Eng. Phys.* XXII, pp.39-53, 1980; b) M. Srećković, „The light scattering as a method for measuring the acoustical parameters of the materials“, *J. Eng. Phys.*, XXIII, pp.19-33, 1980.
- [7] M. Srećković et al., "Electrical, Optical, and Thermodynamical Constants in the Light of Sound Velocity for HgMnSe, HgSe, HgTe and Ferrite Spinells", *J. Electr. Mat.*, **32**, pp. 208–214, 2003.
- [8] S. Kielich, *Molekulyarnaya fizika*, Moskva: Nauka, 1981.
- [9] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, NewYork: Willey, 2003.
- [10] D. P. Pukyanov, *Optičeskie adaptivnie sistemi*, Moskva: Radio i svyaz, 1989.
- [11] M. Srećković et al., „Numerical principles and problems in the design and implementation of some modern quantum generators“, *Machine design*, pp. 63–68, 2009.
- [12] M. Srećković, I. Đurđević, B. Veselinović, "Design in laser techniques and quantum electronics theory and applications“, *Machine Design*, pp. 355–361, 2008.
- [13] E. Rosencher, B. Vinter, *Optoelectronics*, Cambridge: Univ., 2002.
- [14] R. Gajić, Ellipsometry and correlation techniques in material characterization, in *Proc. NANOELLI*, pp. 131–137, 2009.
- [15] *Circular Dichroism: Principles and Applications*, eds. N. Berova, K. Nakanishi, R. W. Woody, NewYork: Wiley, 2000.
- [16] *Photon correlation and beating*, eds. H. Z. Cummings, E. R. Pike, Moskva: Mir, 1981.
- [17] D. Mamula, *Magistarska teza*, ETF, Beograd, 1992.
- [18] a) Z. Fidanovski, M. Srećković, "Hertzian spectroscopy of phytol and of its solutions", *J. Serb. Chem. Soc.*, **61**, pp. 777–783, 1996.; b) Z. Fidanovski, *Magistarska teza*, ETF, Beograd, 1992.
- [19] Ž. Tomić et al., Ocena nelinearnih i linearnih konstanti materijala, *Proc. INFOTEH 7*, Ref. E-VII-14, pp. 668–672, 2008.