

OPTIČNA POLARIZACIJSKA MIKROSKOPIJA ZA ANALIZO STRUKTUR V TEKOČIH KRISTALIH

Milan Ambrožič, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, 1000 Ljubljana

Optical Polarizing Microscopy for the Analysis of Liquid Crystal Structures

ABSTRACT

Optical polarizing microscopy is a useful tool for investigations of liquid crystal structures in confined geometry, for instance in glass thin cells or capillary tubes. Experimental microscope textures are usually compared to theoretically simulated textures. Such comparison allows checking of the agreement between the theoretically predicted liquid crystal structures and the actual structures obtained in experiments.

POVZETEK

Optična polarizacijska mikroskopija je uporabna za raziskave struktur tekočih kristalov v omejeni geometriji, na primer v tankih steklenih celicah ali v steklenih kapilah. Eksperimentalne mikroskopske slike navadno primerjamo s tistimi, ki jih izračunamo teoretično. S tako primerjavo lahko preverjamo ujemanje med teoretično napovedanimi strukturami tekočih kristalov in dejanskimi v eksperimentih.

1 Uvod

Pri razvoju novih generacij tekočekristalnih prikazalnikov, optičnih preklopnikov, vmesnikov med optičnimi kabli in drugih naprav na osnovi tekočih kristalov je pomembno, da vemo, kako se struktura tekočih kristalov spreminja s temperaturo, električnim in magnetnim poljem, velikostjo in obliko celic s tekočim kristalom itd. Optične lastnosti namreč niso odvisne samo od vrste tekočega kristala, ampak tudi od njegove strukture, to je notranje razporeditve leg in smeri molekul. Na primer, pri nematskih tekočih kristalih, ki jih največ uporabljamo, je najpomembnejša razporeditev smeri podolgovatih molekul. Te smeri nikoli niso popolnoma enotne, tako da bi bile vse molekule po smereh popolnoma poravnane. Pri tem sta značilna dva pojava:

1) Termične fluktuacije. Tudi če pripravimo celico s tekočim kristalom tako, da so povsod v njej dolge osi molekul v povprečju poravnane v isto smer, obstajajo majhni lokalni odmiki od povprečne smeri. Le-ti se časovno spreminjajo in so posledica osnovnih termodinamskih zakonov. Odmiki - termične fluktuacije postajajo z višanjem temperature izrazitejši. Zato je nesmiselno pričakovati, da bomo v trenutni sliki našli vse molekule poravnane, ampak raje vpeljemo nematski direktor. To je enotski vektor, vzporeden s povprečno usmerjenostjo dolgih osi molekul; ta se seveda v homogenem vzorcu s stalnimi fizikalnimi razmerami časovno in krajevno ne spreminja.

2) Lokalno spreminjanje nematskega direktorja. Če je vzorec nehomogen, se nematski direktor znotraj celice krajevno spreminja. Nehomogen vzorec dobimo npr. takrat, ko se smer električnega polja krajevno spreminja, ali če celica ni v obliki kvadra, ampak je npr. valjna ali krogelna. Nehomogenost lahko nastopi tudi zaradi kemijske sestave tekočega kristala: na primer, pri kiralnih tekočih kristalih se lokalni nematski direktor vrti okrog izbrane osi.

Z optično polarizacijsko mikroskopijo lahko posredno ugotovimo lokalno spreminjanje nematskega direktorja /1-5/. Največkrat opazujemo prehod polarizirane vidne svetlobe skozi tekočekristalno celico v obliki kvadra značilne debeline 1-100 μm . Brez težav opazujemo tudi strukturo tekočih kristalov v tankih steklenih cevkah.

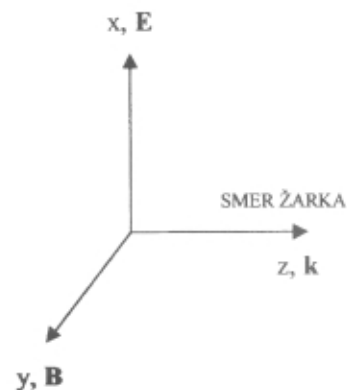
2 Opis optične polarizacijske mikroskopije

Svetlobni žarek opišemo z valovnim vektorjem \mathbf{k} , ki kaže v smeri širjenja žarka in je njegova velikost povezana z valovno dolžino svetlobe: $k=2\pi/\lambda$. Svetloba je elektromagnetno valovanje, pri katerem v prostoru nihata jakost električnega polja \mathbf{E} in gostota magnetnega polja \mathbf{B} . V vsaki točki prostora in v vsakem trenutku so vsi trije vektorji, \mathbf{E} , \mathbf{B} in \mathbf{k} pravokotni med seboj, tako da opišejo desnosučni triob. To pomeni, da če sukamo desni vijak po najkrajši poti od vektorja \mathbf{E} proti vektorju \mathbf{B} , leze vijak v smeri \mathbf{k} (sl. 1). Če se svetloba širi premo (kar je značilno za svetlobni žarek), opišemo spreminjanje polj kot ravno valovanje, na primer:

$$\mathbf{E} = (E_0 \cos(\omega t - kz), 0, 0)$$

$$\mathbf{B} = (0, B_0 \cos(\omega t - kz), 0) \quad (1)$$

$$\mathbf{k} = (0, 0, k).$$

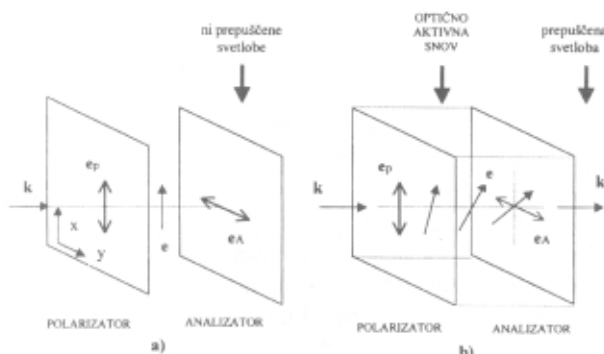


Slika 1. Smeri električnega in magnetnega polja ter valovnega vektorja

Koordinatni sistem smo izbrali tako, da je os x v smeri električnega polja, os y v smeri magnetnega, os z pa v smeri potovanja žarka. Amplitudi obeh polj sta povezani med seboj: $B_0=E_0/c$, kjer je c svetlobna hitrost. Polarizacijo (enotski vektor \mathbf{e}) opredelimo kot smer električnega polja: $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$. Ta ni predpisana vnaprej, vemo le, da leži \mathbf{e} v ravnini, pravokotni na valovni vektor \mathbf{k} . Ko poznamo \mathbf{k} in \mathbf{e} , pa je smer magnetnega polja z njima enolično določena. Lastnosti

svetlobnega žarka (ali pa curka) so torej določene s tremi podatki: valovnim vektorjem \mathbf{k} , polarizacijo \mathbf{e} in intenziteto I , ki je sorazmerna z E_0^2 . Glede polarizacije imamo več možnosti. Pri nepolarizirani svetlobi, kot jo sevajo navadne žarnice, se smer polarizacije v vsaki točki svetlobnega žarka spreminja popolnoma naključno. Časovno povprečje vektorja \mathbf{e} v izbrani točki je nič. Pri delno polarizirani svetlobi, ki jo na primer dobimo pri odboju nepolarizirane svetlobe od ravne površine, je povprečna polarizacija različna od nič. Pri polarizirani svetlobi lahko opišemo časovni potek polarizacije v izbrani točki. Najpomembnejši tipi polarizirane svetlobe so linearno, krožno in eliptično polarizirana svetloba. Pri linearno polarizirani svetlobi je smer \mathbf{e} stalna, na primer $\mathbf{e}=(1,0,0)$, kot v enačbah (1). Pri krožno in eliptično polarizirani svetlobi \mathbf{e} s časom enakomerno kroži. Če je kroženje tako, da bi lezel desni vijak pri istosmernem vrtenju v smeri valovnega vektorja, potem gre za desnoučno polariziranost svetlobe, v obratnem primeru pa imamo levosučno polarizacijo. Pri krožni polarizaciji se velikost električnega polja v izbrani točki ne spreminja, pri eliptični polarizaciji pa določata največjo in najmanjšo vrednost polja eliptični polosi (ki sta med seboj pravokotni in seveda tudi na valovni vektor).

Za optično polarizacijsko mikroskopijo v glavnem uporabljamo linearno polarizirano svetlobo. To je lahko laserska svetloba ali pa svetloba iz drugih svetil, ki jo polariziramo s polarizatorjem. Pri prehodu skozi polarizator se intenziteta svetlobe sicer zmanjša, ker ta prepušča le svetlobo s polarizacijo v izbrani smeri, vendar je za optične slike intenziteta še vedno dovolj velika. Vzorec damo med polarizator in analizator; analizator je polarizator, katerega prepustna smer za polarizacijo je pravokotna na prepustno smer prvega polarizatorja (slika 2). Če med polarizatorjema ni ničesar, ali pa je vmes vzorec, ki ne spreminja smeri polarizacije, potem taka celica ne prepusti nič svetlobe. Drugače je, če je med polarizatorjema optično aktivna snov: ta suka smer polarizacije. Zato svetloba, ki doseže analizator, ni več polarizirana v pravokotni smeri glede na prepustno smer analizatorja. Nekaj svetlobe pride skozi celico in jo lahko opazujemo. Zasuk polarizacije je odvisen od valovne dolžine svetlobe, optičnih lastnosti vzorca in od njegove debeline. Če ima vzorec v celici zelo raznoliko strukturo, potem je tudi optična slika na drugi strani celice precej razgibana.



Slika 2. Prehod svetlobe skozi celico med prekrižanimi polarizatorjema

3 Matematična opredelitev optične slike

3.1 Polarizator in analizator

Izberimo koordinatni sistem, kot smo ga imeli v enačbah (1). Svetlobni curek prihaja iz negativnega poltraka osi z . Pri vstopu skozi optično celico z vzorcem preide skozi polarizator s prepustno smerjo x . Tako je začetna polarizacija svetlobe pri prehodu skozi prozorni vzorec $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_P \equiv (1,0)$. Koordinate z polarizacijskega vektorja nam ni treba pisati, saj je v našem primeru vedno nič. Najprej si mislimo celico v obliki kvadra, tako da svetloba vпада pravokotno nanjo. Pri prehodu skozi vzorec potuje izbran svetlobni žarek (pri določenih vpadnih koordinatah x in y ; slika 2) premo in se njegova polarizacija zavrti za kot δ , ko žarek doseže analizator. Končna polarizacija je tedaj $\mathbf{e}_k = (\cos\delta, \sin\delta)$. Prepustna smer analizatorja je $\mathbf{e}_A \equiv (0,1)$, kot med vektorjema \mathbf{e}_k in \mathbf{e}_A pa je $90^\circ - \delta$. Zato je intenziteta svetlobe, ki jo prepušča analizator: $I_A = I \sin^2 \delta$. Tu je I intenziteta svetlobe pred prehodom skozi analizator. Če predpostavimo, da je vzorec dovolj tanek in lahko zane-marimo absorpcijo svetlobe v njem, potem lahko izrazimo intenziteto I_A z začetno intenziteto svetlobe I_0 pred vstopom v celico. Če je vstopna svetloba nepolarizirana, potem velja:

$$I_A = I \sin^2 \delta = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \delta \quad (2)$$

S faktorjem $1/2$ smo upoštevali, da se del svetlobe izgubi pri vstopu skozi polarizator. Intenziteta prepuščene svetlobe je v splošnem odvisna od koordinat x in y , kjer žarek vstopi v celico, saj je lahko struktura vzorca v celici nehomogena.

3.2 Lomni količnik

Poglejmo natančneje, kaj povzroči vrtenje polarizacije svetlobe pri prehodu skozi vzorec. Za nazornejši opis pojava se omejimo na obravnavo optično enoosnih snovi. Pri njih v nasprotju z izotropnimi snovmi lomni količnik ni enak za vse smeri žarkov. Lomni količnik je razmerje med svetlobno hitrostjo v vakuumu c_0 in tisto v snovi c : $n = c_0/c$. Pri tem je $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s. Ker je hitrost svetlobe v snovi vedno manjša kot v vakuumu, je lomni količnik večji od 1. Za steklo je $n=1,5$, za zrak pa je n praktično enak 1. Pri enoosnih snoveh je lomni količnik odvisen od valovnega vektorja, optične osi in polarizacije. V izbrani smeri, ki jo imenujemo optična os, ima lomni količnik vrednost n_i (indeks i je oznaka za "izredni"). V pravokotnih smereh (to je v ravnini, pravokotni na optično os) ima lomni količnik vrednost n_r (indeks r je oznaka za "redni"). V splošnem prehod svetlobe med dvema snovema (npr. iz zraka v optično enoosno snov) ni pravokoten na mejo snovi. Tedaj se žarek lomi, in sicer dobimo zaradi različnih lomnih količnikov v snovi dva žarka: rednega in izrednega. Čeprav se ime redni (izredni) v tem primeru nanaša na smer žarka, pa je lomni količnik določen s polarizacijo. Poglejmo nekaj zgledov. V vseh vzamemo $\mathbf{k} = (0,0,k)$, to je žarek v smeri osi z .

1) Optična os $\mathbf{o} = (0,0,1)$ je vzporedna z žarkom (sl. 3a). Polarizacija je torej pravokotna na optično os, zato imamo "redni" lomni količnik n_r .

2) Optična os $\mathbf{o}=(1,0,0)$ je pravokotna na žarek. Tedaj imamo več možnosti, odvisno od polarizacije. Če je $\mathbf{e}=(0,1)$, potem gre za redni žarek: $n=n_r$ (sl. 3b). Pri polarizaciji $\mathbf{e}=(1,0)$ imamo izredni žarek: $n=n_i$ (sl. 3c). V primeru $\mathbf{e}=(\cos \alpha, \sin \alpha)$ pa razstavimo polarizacijo na pravokotni smeri (x in y) in nastopita obe komponenti: redna in izredna (sl. 3č). V skladu z dogovorom smo spet pisali polarizacijo kot vektor z dvema komponentama, x in y.

3) Smer žarka oklepa ostri kot θ z optično osjo. V tem primeru je obravnava nekoliko bolj zapletena. Naj leži optična os v ravnini (x,z): $\mathbf{o}=(\sin \theta, 0, \cos \theta)$. Za polarizacijo spet izberimo $\mathbf{e}=(\cos \alpha, \sin \alpha)$ (sl. 3d). Tedaj obravnavamo komponento y polarizacije kot redno, saj je pravokotna na optično os. Komponenta x polarizacije je izredna. Vendar njen lomni količnik ni n_i , temveč nekakšno povprečje med n_r in n_i , odvisno od kota θ :

$$\frac{1}{n_{ef}^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_r^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_i^2}$$

Ta enačba za efektivni lomni količnik n_{ef} izhaja iz dejstva, da se pri transformaciji (zasuku) koordinatnega sistema polarizacijska matrika (in ne lomni količnik!) vede kot tenzor. Polarizacijsko matriko si bomo ogledali v naslednjem razdelku. Iz gornje enačbe izrazimo efektivni lomni količnik:

$$n_{ef} = \frac{n_r n_i}{\sqrt{n_r^2 \sin^2 \theta + n_i^2 \cos^2 \theta}} \quad (3)$$

V primeru $\theta=0$ seveda dobimo $n_{ef}=n_r$ (redni lomni količnik za komponento x polarizacije) in v primeru $\theta=90^\circ$ je $n_{ef}=n_i$ (izredni lomni količnik).

4) Še težji je zgled, kjer optična os ne leži v ravnini (x,z), ampak ima tudi komponento y. Tedaj moramo pri obravnavi uporabiti zasuk koordinatnega sistema okrog osi z, tako da v novem koordinatnem sistemu optična os leži v ravnini (x,z) (sl. 3e).

3.3 Polarizacijska matrika

Kako vplivata različna lomna količnika za različne komponente polarizacije na svetlobo, ki potuje skozi optično enoosno snov? Če se spet omejimo na pravokoten vpad svetlobe iz zraka na optično celico, potem se redni žarek v snovi v celici ne lomi, izredni pa v splošnem se. Vendar se izkaže, da lahko v primeru tekočih kristalov to lomljenje zanemarimo. Bolj pomembno je to, da nastane zaradi različne fazne hitrosti za obe pravokotni komponenti polarizacije na določeni poti žarka fazna razlika med komponentama. Posledica te fazne razlike je zasuk polarizacije okrog osi, vzporedne z valovnim vektorjem. Faza pri izbrani polarizaciji se spreminja časovno in krajevno: $\Phi=kz-\omega t$. Krožna frekvenca valovanja $\omega=2\pi\nu$ je neodvisna od lomnega količnika (pri vstopu svetlobe v optično celico se ne spremeni). Zato je za fazno razliko med obema komponentama polarizacije pomemben samo krajevni del faze: $\phi=kz$. Valovni vektor se namreč pri vstopu svetlobe iz zraka v snov spremeni:

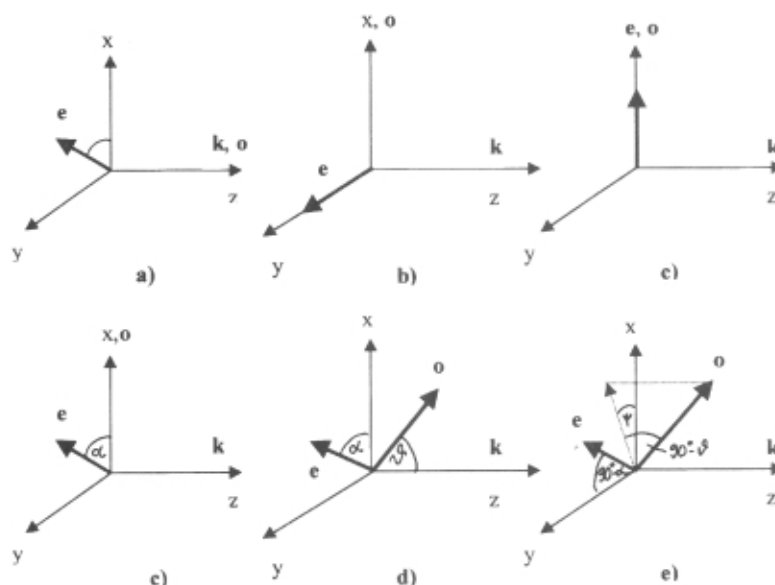
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi\nu n}{c_0} = k_0 n \quad (4)$$

kjer je n_0 velikost valovnega vektorja svetlobe v zraku oz. vakuumu. Za redno in izredno komponento polarizacije veljata enačbi za fazo:

$$\phi_r = n_r k_0 z \quad (5)$$

$$\phi_i = n_i k_0 z \quad (6)$$

Časovno in krajevno spreminjanje električnega polja smo v (1) zapisali s kotno funkcijo kosinus, ki ima za argument fazo. Vendar za računanje raje uporabljamo eksponentno funkcijo z imaginarnim eksponentom, saj zanjo veljajo enostavnejši adicijski izreki. Tako npr. izrazimo krajevno spreminjanje izbrane komponente električnega polja takole: $E(z)=E(0)e^{i\phi}$. Nazadnje, pri izračunu intenzitete prepuščene svetlobe, moramo upoštevati, da imajo fizikalni pomen le realne količine.



Slika 3. Različne smeri polarizacije in optične osi

Vzemimo, da imamo v smeri osi x izredni lomni količnik n_{ef} , v smeri y pa rednega n_r . Optična os naj bo spet $\mathbf{o} = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$. Začetna polarizacija v izbrani točki naj bo (e_{xz}, e_{yz}) . Polarizacija se na razdalji z (v smeri žarka, to je v smeri osi z) od te točke spremeni takole:

$$e_{xk} = e^{in_{ef}k_0z} e_{xz} \quad (7)$$

$$e_{yk} = e^{in_r k_0z} e_{yz} \quad (8)$$

Pri tem izračunamo n_{ef} z enačbo (3). Sistem teh dveh enačb zapišimo v vektorski obliki:

$$\mathbf{e}_k = \underline{P} \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

kjer je polarizacijska matrika \underline{P} enaka:

$$\underline{P} = \begin{pmatrix} e^{in_{ef}k_0z} & 0 \\ 0 & e^{in_r k_0z} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Razmerje med komponentama x in y polarizacije se spremeni, zato je končna polarizacija \mathbf{e}_k zasukana glede na začetno \mathbf{e}_z .

V splošnejšem primeru, ko optična os ne leži v ravnini (x,z) , moramo polarizacijsko matriko (10) transformirati, preden jo uporabimo v enačbi (9). Pri zasuku koordinatnega sistema za kot ψ okrog osi z (zasuk osi x proti osi y , tako da optična os leži v ravnini (x,z) novega koordinatnega sistema), se matrika \underline{P} transformira po enačbi:

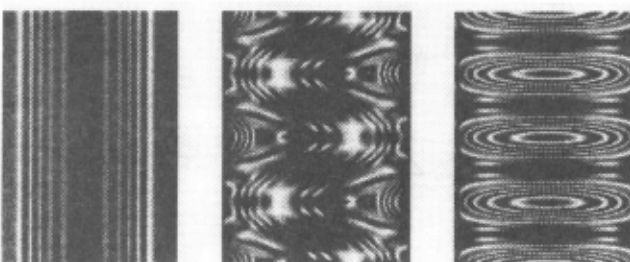
$$\underline{P} \rightarrow \underline{I} \underline{P} \underline{I}^{-1}. \quad (11)$$

Sučna matrika \underline{I} je enaka:

$$\underline{I} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \quad (12)$$

4 Optična slika pri tekočih kristalih

Recimo, da poznamo ali pa predpostavimo krajevno odvisnost nematskega direktorja v celici s tekočim kristalom. Optična os ni enako usmerjena v vsej celici, ampak je v vsaki točki vzporedna z lokalnim nematskim direktorjem. Obravnavamo namreč le enoosne tekoče kristale in zaradi simetrije optična os sovpada z nematskim direktorjem.



Slika 4. Slike optične polarizacijske mikroskopije za različne strukture vijáčnega nematskega tekočega kristala v valju s polmerom $5 \mu\text{m}$.

skim direktorjem. Pri vstopu v celico ima svetloba polarizacijo v prepustni smeri polarizatorja, npr. $(1,0)$. Po dogovoru je os z v smeri žarka in pravokotna na celico. Poglejmo, kaj se dogaja s polarizacijo izbranega žarka, ki gre skozi celico pri koordinatah (x,y) . V splošnem se smer nematskega direktorja (od sedaj naprej bomo rekli smer optične osi \mathbf{o}) spreminja z vsemi tremi koordinatami. Zato moramo pot žarka skozi celico (po osi z) razdeliti na majhne odseke dolžine dz . Na vsakem odseku ugotovimo (po potrebi z linearno interpolacijo) smer optične osi \mathbf{o} . Na poti po odseku dz se spremeni polarizacija po enačbi (9), kjer zdaj vzamemo v eksponentu v enačbi (10) dz namesto z , ter za začetno polarizacijo trenutno polarizacijo na začetku odseka. Pri izračunu polarizacijske matrike na odseku dz pri koordinatah (x,y,z) uporabimo enačbe (3) in (10-12). Ta postopek ponavljamo, dokler žarek ne doseže analizatorja. Intenziteto prepuščene svetlobe izračunamo z enačbo (2). To naredimo za različne pare koordinat (x,y) in dobimo dvodimenzionalno optično sliko, ki jo primerjamo z eksperimentalno. Če se ujemata, potem smo pravilno predpostavili krajevno spreminjanje nematskega direktorja v celici.

Optično polarizacijsko mikroskopijo (in ustrezno teoretično simulacijo) lahko npr. uporabimo tudi za tekoče kristale v steklenih cevkah z radijem reda velikosti nekaj μm ali več. V tem primeru res pride tudi do loma svetlobe zaradi ukrivljenosti mejne površine zraketkoči kristal, vendar je vpliv loma na optične slike zanemarljiv. Tudi uklon svetlobe lahko zanemarimo. Slika 4 prikazuje slike numerično simulirane optične polarizacijske mikroskopije za različne strukture vijáčnega tekočega kristala v valju. Radij valja je $5 \mu\text{m}$, valovna dolžina svetlobe pa 435 nm (živosrebrni svetlobni izvir). Redni in izredni lomni količnik za izbran tekoči kristal (E7) in izbrano valovno dolžino sta $n_r = 1,544$ in $n_i = 1,821$. Prepustna smer polarizatorja je v smeri osi x , geometrijska os valja pa v smeri y . Žarek je usmerjen v smeri osi z , pravokotno na ravnino slike. Zavedati se moramo, da je odvisnost intenzitete prepuščene svetlobe od koordinate x odvisna tako od strukture tekočega kristala kot od poti, ki jo mora žarek prepotovati skozi valj. Ta pot je najdaljša v sredini valja, na skrajnem robu pa je nič. Nematski direktor (in z njim optična os) ne leži v smeri geometrijske osi valja, drugače ne bi bilo nič prepuščene svetlobe.

Za tekoče kristale, ograjene v geometriji z dimenzijami, veliko manjšimi od enega mikrometra, pa je optična polarizacijska mikroskopija neuporabna, ker pride do izraza valovni značaj svetlobe. Spomnimo se, da so valovne dolžine v vidni svetlobi med $0,4$ in $0,8 \mu\text{m}$, s tem je omejena tudi ločljivost pri mikroskopiji. Za preučevanje struktur, kjer se nematski direktor močno spreminja na značilnih razdaljah, precej manjših od mikrometra, uporabljamo jedrsko magnetno resonanco.

5 Viri

- /1/ F. Lequex and M. Kleman, J. Phys. (Paris) 49,(1988) 845
- /2/ G. P. Crawford, J. A. Mitchell, E. P. Boyko, W. Fritz, S. Žumer, and J. W. Doane, Appl. Phys. Lett. 60, (1992) 3226
- /3/ R. D. Polak, G. P. Crawford, B. C. Kostival, J. W. Doane, and S. Žumer, Phys. Rev. E 49, (1994) R978
- /4/ H. Schmiedel, R. Stannarius, G. Feller and CH. Cramer, Liq. Cryst. 17, (1994) 323
- /5/ H. S. Kitzerow, B. Liu, F. Xu, and P. P. Crooker, Phys. Rev. E 54, (1996) 568