

# Elektrooptični pojav

---

Tadej Strah

31. maj 2022

Izvedeno ..... 8.marec 2022

## 1 Uvod

Zunanje električno polje običajno vpliva na strukturo snovi. V kristalih se denimo spremeni oblika osnovne celice, v tekočinah pride do spremembe gostote in/ali orientacijskega urejanja molekul (podolgovate molekule se poravnajo v smeri polja), pogosto pa se spremeni tudi oblika posameznih molekul. Vse te spremembe se odražajo tudi na optičnih lastnostih snovi. Pri tej vaji si bomo pogledali vpliv statičnih polj; temu rečemo elektrooptični pojav. Podobna razlaga velja tudi za polje, ki se spreminja z bistveno nižjo frekvenco kot vpadna svetloba. Bolj splošen opis pa je predmet nelinearne optike. Poznamo linearni elektrooptični pojav, ki ga lahko opazujemo samo v anizotropnih snoveh brez simetrije inverzije, in kvadratni elektrooptični pojav, ki je mogoč v vseh materialih. Pridevnih linearni/kvadratni opisuje odvisnost spremembe lomnega količnika od jakosti električnega polja.

Keramika, s katero delamo, je homogena in simetrična ob inverziji koordinatnega sistema, zato je v njej mogoč le kvadratni elektrooptični pojav. Zunanje električno polje zlomi simetrijo izotropne keramike, zato ločimo dve spremembi lomnega količnika: sprememba za svetlobo, ki je polarizirana vzporedno z zunanjim poljem in za svetlobo s pravokotno polarizacijo.

V keramiko posvetimo s svetlobo valovne dolžine  $\lambda$  in variramo zunanje električno polje jakosti  $E$ . Spreminjata se lomna količnika za svetlobo polarizirano vzporedno s smerjo polja  $n_{\parallel}$  in pravokotno glede na smer polja  $n_{\perp}$ , in sicer oba v odvisnosti od kvadrata  $E$ . Pogosto nas ne zanima absolutna sprememba  $n_{\parallel}$  in  $n_{\perp}$ , ampak le razlika, ki jo zapišemo kot

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = b\lambda E^2. \quad (1)$$

To je kvadratni elektrooptični pojav, ki je poimenovan po odkritelju Johnu Kerr-u, ki je opazil, da postane tudi steklo pri visokih  $E$  dvolomno. Sorazmernostno konstanto  $B$  imenujemo Kerrova konstanta.

Elektrooptični pojav je osnova za številne naprave s katerimi kontroliramo optične curke s pomočjo zunanjega električnega polja. Te naprave so modulatorji, atenuatorji (dušilci) in preklopniki, optične leče z nastavljivo goriščno razdaljo ter različni elementi za spreminjanje polarizacije svetlobe. Uporabljamo jih v laserjih, v sistemih optičnih komunikacij, pri optičnem obdelovanju in zapisovanju informacij ter v različnih drugih optičnih sistemih. Kvadratni elektrooptični pojav pa je pomemben

predvsem v napravah, s katerimi kontroliramo optične snope s pomočjo visokofrekvenčnih zunanjih polj, med drugim tudi s pomočjo drugih optičnih snopov. Princip delovanja teh naprav dobro ponazarja Kerrova celica, kakršno bomo uporabljali tudi v tej vaji.

Vsi polarizatorji so narejeni po principu, da se svetloba v eni od lastnih smeri polarizatorja absorbira ali pa spremeni smer. Preostane polariziran val svetlobe.

Ko na linearni polarizator pošljemo svetlobo, se ta razdeli na dve lastni valovanji, od katerih bo eno zadušeno, drugo pa prepuščeno. Prepuščeno električno poljsko jakost  $\varepsilon_p$  dobimo tako, da vpadno  $\varepsilon_0$  projiciramo na prepustno smer polarizatorja. Če na polarizator vpada linearno polarizirana svetloba, prepustna smer polarizatorja pa tvori kot  $\alpha$  s smerjo vpadne polarizacije, je amplituda prepuščenega vala enaka  $\varepsilon_p = \varepsilon_0 \cos(\alpha)$ . Prepuščena moč je sorazmerna kvadratu polja.

V Kerrovi celici je elektrooptični material postavljen med dve vzporedni elektrodi, na kateri priključimo električno napetost in s tem dobimo električno polje  $E = U/d$ , kjer je  $d$  razdalja med elektrodama. V prej izotropnem materialu se spremenita  $n_{\parallel}$  in  $n_{\perp}$ . Snop polarizirane svetlobe vpada na celico v smeri, ki je pravokotna na  $\vec{E}$ , smer polarizacije pa tudi leži v ravnini, pravokotna na smer razširjanja svetlobe in tvori kot  $45^\circ$  s poljem  $\vec{E}$ . Zaradi dvolomnosti, ki je posledica  $\vec{E}$ , se v materialu razširjata dva vala z različnima valovnima števila  $K_{\parallel} = n_{\parallel}k_0$  in  $K_{\perp} = n_{\perp}k_0$ , kjer je valovno število v vakuumu  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . Vpadna linearno polarizirana svetloba z amplitudo električnega polja  $\vec{\varepsilon}_0$  se razdeli na dva, med seboj pravokotno polarizirana dela snopa  $\varepsilon_{\perp}$  in  $\varepsilon_{\parallel}$ , ki različno hitro potujeta skozi elektrooptični material. V zraku na drugi stran izstopita z različnima fazama in je zato prepuščena svetloba v splošnem eliptično polarizirana. To prepuščeno svetlobo svetlobo analiziramo s polarizatorjem. Polarizator deluje tako, da električno poljsko jakost svetlobe projicira v izbrano smer. Če ga postavimo vzporedno s polarizacijo vpadne svetlobe, bo ta celica pri  $E = 0$  prepuščala vso vpadno svetlobo, ob povečevanju polja pa se bo prepustnost manjšala. Obratno pa velja, če je analizator polarizacije pravokoten na smer vpadne polarizacije.

Izračunajmo moč polariziranega svetlobnega snopa ob prehodu skozi Kerrovo celico. Vektor vpadne polarizacije  $\vec{\varepsilon}_0$  najprej razdelimo na dve pravokotni komponenti, ki označujeta oba lastna vala. Delne odboje svetlobe na meji zrak-sredstvo zanemarimo. Obe lastni valovanju imata enaki amplitudi in različno veliki valovni števili. Po prehodu skozi keramiko svetlobo pošljemo skozi analizator, ki je postavljen pravokotno na smer vpadne polarizacije. Prepuščeno valovanje  $\varepsilon_p$  zapišemo kot vsoto obeh delnih valovanj projiciranih na smer analizatorja:

$$\varepsilon_p = \frac{\varepsilon_0}{2} \exp(ik_{\parallel}L) - \frac{\varepsilon_0}{2} \exp(ik_{\perp}L) = \frac{\varepsilon_0}{2} \exp(ik_{\parallel}L)[1 - \exp i(k_{\perp} - k_{\parallel})L], \quad (2)$$

kjer je  $\varepsilon_0$  amplituda vpadnega vala,  $L$  pa dolžina poti svetlobe v keramiki. Minus pred drugim členom dobimo zaradi projekcije na pravokotno postavljeni analizator. Vpeljemo dva nova simbola,  $\Delta k = k_{\parallel} - k_{\perp} = (n_{\parallel} - n_{\perp})k_0$  in  $\Delta\Phi = \Delta kL$ .

Z detektorjem merimo moč svetlobe in nas zato zanima kvadrat absolutne vrednosti polja  $\varepsilon_p$ , ki jo izrazimo s fazno razliko  $\Delta\Phi$

$$|\varepsilon_p|^2 = \frac{\varepsilon}{4} [1 - \exp(i\Delta\Phi)][1 - \exp(-i\Delta\Phi)] = \frac{\varepsilon_0^2}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)). \quad (3)$$

Razlika v fazi  $\Delta\Phi = \Delta kL = 0$  pomeni nič prepuščene svetlobe, faza  $180^\circ$  pa 100% prepustnost. Odvisnost moči prepuščene svetlobe izrazimo kot

$$P = \frac{P_1}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)) = P_1 \sin^2(\Delta\Phi/2), \quad (4)$$

ki je v primeru fazne razlike zaradi Kerrovega efekta enaka

$$P = p_1 \sin^2(\Phi_0/2 + \pi BLE^2). \quad (5)$$

## 2 Potrebščine

- He-Ne plinski laser,  $\lambda = 632.8nm$ , linearno polariziran v vertikalni smeri,
- svetlobni modulator s PLZT keramiko, izvor visoke napetosti 0-1000V, voltmeter
- fotodioda
- polarizatorji v vrtljivih nosilcih
- dvolomna celica iz tekočega kristala v nosilcu, ki omogoča vrtenje, kotomer.

## 3 Naloga

1. Izmerite kotno odvisnost prepustnosti polarizatorja za linearno polarizirano svetlobo.
2. Izmerite prepustnost dveh pravokotno postavljenih polarizatorjev, ko mednju postavite še tretji polarizator in ga vrtite.
3. Določite Kerrovo konstanto PLZT keramike
4. Analizirajte polarizacijo svetlobe po prehodu skozi dvolomno snov in določite debelino tekočerkristalne celice.

## 4 Izvedba meritev, obdelava podatkov in rezultati

Pred izvedbo vaje je bil laser že dolgo časa prižgan in je tako že segret. Zato lahko pričakujemo malo nihanja amplitude izsevane svetlobe. Pri vaji z multimetrom merimo tok skozi fotodiodo ob spreminjanju drugih parametrov postavitve. Tok skozi fotodiodo v zaporni smeri je sorazmeren moči vpadlega svetlobnega toka.

### 4.1 Dva polarizatorja

Za laser postavimo vertikalni polarizator (v resnici nepotreben, saj je že sam laser polariziran v tej smeri), nato pa še drugi polarizator, kateremu spreminjamo orientacijo. Narišemo graf prepuščene moči (ki je linearno odvisna od toka na fotodiodi) v odvisnosti od kota.

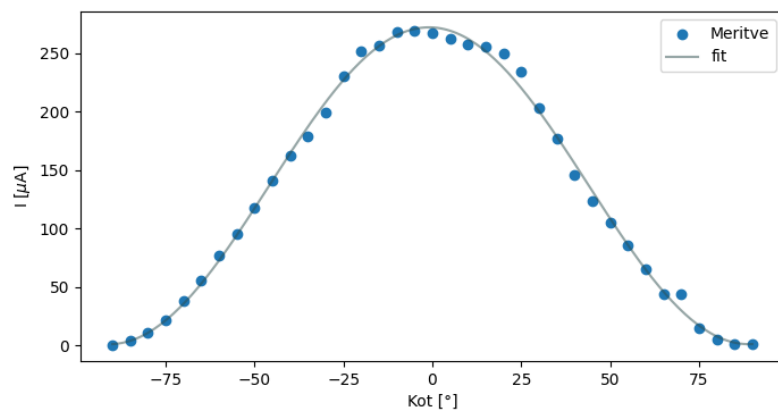
Polarizator efektivno prepusti le projekcijo vpadnega električnega polja na lastno os, torej  $E_p = E_0 \cos(\theta)$ , kjer je  $\theta$  kot med osjo polarizatorja in smerjo polarizacije električnega polja. Ker je moč sorazmerna s kvadratom amplitude električnega polja, skozi meritve prilagodimo modelsko krivuljo  $P_p = P_1 \sin^2(\theta + \delta) + P_0$ .

Meritve in fit prikazuje graf 1.

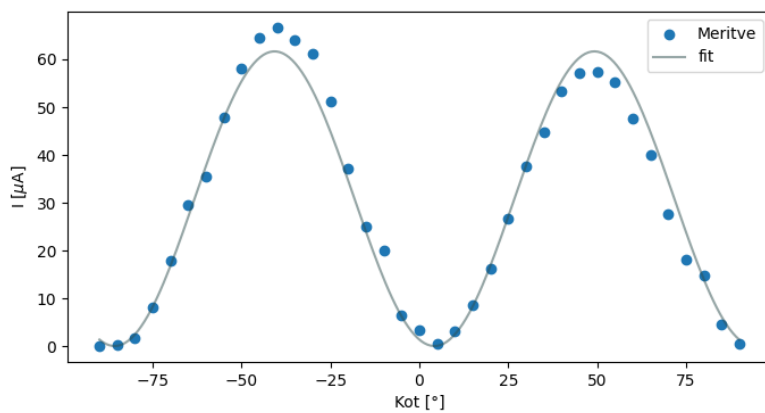
### 4.2 Trije polarizatorji

Sedaj na pot žarka postavimo tri polarizatorje. Prvi je ponovno nepotreben, saj je laser že polariziran. Drugega vrtimo in merimo odvisnost prepuščene moči od kota, tretji pa je postavljen pravokotno na prvega. Drugi polarizator prepušča sorazmerno s kvadratom sinusa, vendar je tokrat svetloba polarizirana pod kotom  $\theta$ , v lastni smeri polarizatorja. NA zadnji polarizator tako svetloba vpada pod kotom  $\pi - \theta$  glede na njegovo os, malo poračunamo ni dobimo model  $P_p = P_1 \sin^2(2\beta + \delta) + P_0$ .

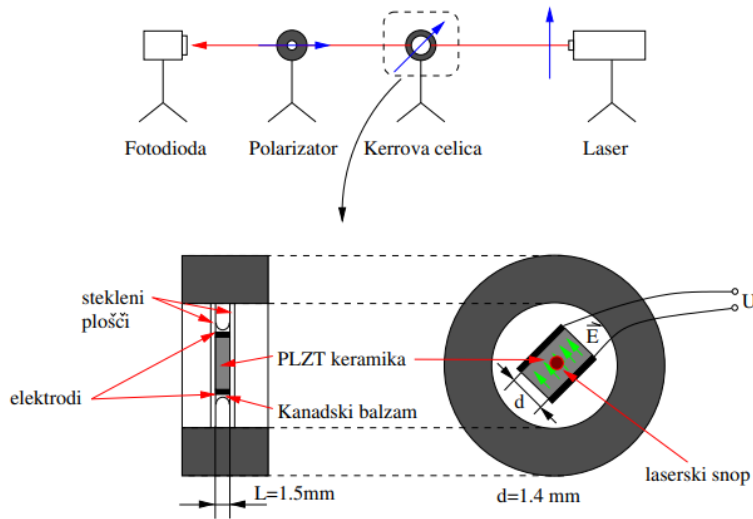
Meritve in fit prikazuje graf 2.



Slika 1: Meritev prepuščenega toka v odvisnosti od kota med vpadno svetlobo in osjo polarizatorja.



Slika 2: Meritev s tremi polarizatorji.



Slika 3: Postavitev eksperimenta in shema Kerrove celice.

### 4.3 Kerrova celica

V času izvajanja meritev Kerrova celica ni delovala. Zato vzamemo meritve Luke Skeledžije.

Zaradi Kerrovega pojava pričakujemo odvisnost prepuščenega svetlobnega toka v obliki

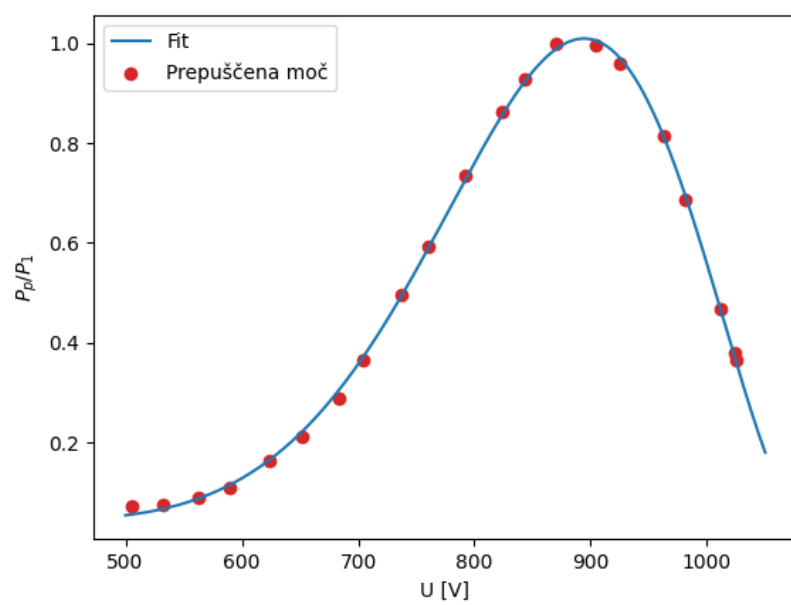
$$P = P_1 \sin^2(\Phi_0 + \pi BLE^2).$$

Konstanta  $\Phi_0$  je lahko neničelna v primeru, ko je tudi v odsotnosti el. polja keramika že malo dvolomna. Do tega lahko pride, zaradi notranjega električnega polja, ki nastane zaradi neenakomernega osvetljevanja keramike. Ker keramika nekoliko absorbira svetlobo, pride pri absorpciji svetlobe tudi do notranjega fotoefekta in dobimo proste nosilce naboja, ki se lahko gibljejo v zunanjem električnem polju. To gibanje je zelo počasno, saj je keramika dober izolator. Naboji se nabirajo izven osvetljenega področja in počasi senčijo zunanje polje. Ko pa zunanje polje izklopimo, preostali naboji niso dovolj gibljivi in sami povzročajo notranje polje.

Sestavo Kerrove celice prikazuje slika 3. Razmak med elektrodama je  $d = 1.4\text{mm}$ , dolžina poti žarka v keramiki pa je  $L = 1.5\text{mm}$ . Celica je pritrjena tako, da je kot med vpadnim žarkom in osjo  $45^\circ$ . Na celico priključimo visoko napetost, ki jo tudi merimo preko napetostnega delilnika in pomerimo odvisnost.

Na podatke prilagodimo model (graf 4) in izračunamo vrednost Kerrove konstante

$$B = (3.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-9} \text{m/V}^2.$$



Slika 4: Meritev prepuščene moči v odvisnostni od napetosti na Kerrovi celici.