

16. Polarizacija valova

Globalno gledajući valovi mogu biti različito polarizirani. Formalno govoreći pitamo se koje fizikalne karakteristike ima fenomen koji se pronosi prostorom. Zvučni valovi, na primjer u materijalu mogu imati i karakteristike transverzalnog i longitudinalnog. Valna funkcija, znači, može biti vremenski zavisno vektorsko polje u trodimenzionalnom prostoru $\vec{\psi}(\vec{r}, t)$. Svojstva mehaničkih valova smo, međutim, dovoljno istražili a za svjetlosne valove u slobodnom prostoru smo pokazali da su transverzalni. Stoga ćemo sada posvetiti pažnju transverzalnim valovima, a posebno raznim mogućnostima upravljanja polariziranim snopom.

16.1 Linearna polarizacija

Promatramo titranje samo za određeni z . Pretpostavimo da titranja x i y komponenti imaju istu fazu. Tada je opis linearno polariziranog vala:

$$\vec{\psi}(t) = \hat{x}A_1 \cos \omega t + \hat{y}A_2 \cos \omega t = \frac{\hat{x}A_1 + \hat{y}A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2}} \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos \omega t = \vec{e}A \cos \omega t \quad (16.1)$$

\vec{e} je jedinični vektor u istom smjeru u kojem je vektor čije su komponente A_1 i A_2 . A je modul istog vektora a ostatak je harmoničko titranje u vremenu. Očito titranje je u jednom smjeru određenom jediničnim vektorom, a projekcije titranja na koordinatne osi titraju sinkrono u fazi.

Linearno polarizirani stojni val koji titra u x - y ravnini, a prostire se duž z -osi ima oblik:

$$\vec{\psi}(z, t) = (\hat{x}A_1 + \hat{y}A_2) \sin kz \cos \omega t \quad (16.2)$$

Linearno polarizirani putujući val koji titra u x - y ravnini u smjeru \vec{e} , a putuje duž z -osi:

$$\vec{\psi}(z, t) = \vec{e}A \cos(kz - \omega t) \quad (16.3)$$

16.2 Cirkularna polarizacija

Za početak promatramo ponovno samo titranje u x - y ravnini. Za opis rotiranja vektora modula A imamo dvije mogućnosti:

$$\vec{\psi}(t) = \hat{x}A \cos \omega t + \hat{y}A \sin \omega t = \hat{x}A \cos \omega t + \hat{y}A \cos(\omega t - \pi/2) \quad (16.4)$$

$$\vec{\psi}(t) = \hat{x}A \cos \omega t - \hat{y}A \sin \omega t = \hat{x}A \cos \omega t + \hat{y}A \cos(\omega t + \pi/2) \quad (16.5)$$

Vektor rotacije za (16.4) je u smjeru osi $+z$, a u (16.5) u smjeru $-z$. Cirkularno polarizirano označavamo kao CP. Imamo ove mogućnosti:

$$\text{CP stojni val duž } z \text{ osi, rotira u } +z \text{ smjeru } \vec{\psi}(z, t) = (\hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \sin \omega t) A \sin kz \quad (16.6)$$

$$\text{CP stojni val duž } z \text{ osi, rotira u } -z \text{ smjeru } \vec{\psi}(z, t) = (\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \sin \omega t) A \sin kz \quad (16.7)$$

$$\text{CP put. duž } z \text{ osi rotira u } +z \text{ smjeru } \vec{\psi}(z, t) = [\hat{x} \cos(\omega t - kz) + \hat{y} \sin(\omega t - kz)] A \quad (16.8)$$

$$\text{CP put. duž } z \text{ osi rotira u } -z \text{ smjeru } \vec{\psi}(z, t) = [\hat{x} \cos(\omega t - kz) - \hat{y} \sin(\omega t - kz)] A \quad (16.9)$$

Oznaka put. u (16.8) i (16.9) označava putujuće valove.

Postoje dvije različite konvencije opisa cirkularne polarizacije. Jednu smo konvenciju već upotrebljavali kod promatranja impulsnog momenta svjetlosti u prošlom odlomku. Tamo je z bio stalan a gledali smo smjer rotacije u odnosu na smjer osi z . To je notacija impulsnog momenta. Optička konvencija promatra smjer vijka za stalno vrijeme t . Student će lako provjeriti: što je pozitivno polarizirano u jednoj je suprotno polarizirano u drugoj.

Cirkularna se polarizacija razlikuje od linearne u slijedećim aspektima. Vektor električkog polja kruži umjesto da titra (promatrano u jednoj točki polja). Vektor električkog polja cirkularno polariziranog vala nigdje i nikad ne iščezava potpuno.

16.3 Prikazivanje cirkularne polarizacije kompleksnim veličinama

U ovom tekstu mi ćemo koristiti konvenciju da je desno CP opisano s (16.8) a lijevo s (16.9) Promotrimo sada kompleksne veličine:

$$\vec{\psi}_+ = \frac{\hat{x} + i\hat{y}}{\sqrt{2}} e^{i(kz - \omega t)} \quad (16.10)$$

$$\vec{\psi}_- = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}} e^{i(kz - \omega t)} \quad (16.11)$$

One očitio imaju svojstvo ortonormiranosti jer njihovi skalarni produkti iščezavaju dok se radi o različitim vektorima a skalarni produkt istih veličina daje jedinicu. Skalarni produkt u kompleksnom vektorskom prostoru je naravno definiran kao i običan skalarni produkt, samo se prvom vektoru skalarnog produkta u definiciji uzima kompleksno konjugirana vrijednost:

$$(\vec{\psi}_+, \vec{\psi}_-) \equiv \vec{\psi}_+^* \cdot \vec{\psi}_- = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}} \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}} = 0 \quad (16.12)$$

Ovakvim se postupcima mogu provjeriti sve tvrdnje o ortonormiranosti vektora (16.10) i (16.11). Oni čine jednu od mogućih baza dvodimenzionalnog prostora. S druge strane studenti mogu provjeriti da realni dijelovi vektora (16.10) i (16.11) opisuju desno i lijevo cirkularno polarizirane valove. Značaj ovog prikaza jest u činjenici da (16.10) i (16.11) prirodno ulaze u notaciju sferičnih tenzora važnih pri promatranju kompleksnijih vrsta zračenja nego što je zračenje dipola.

16.4 Dobivanje polariziranih valova

Vidljivo svjetlo koje nas okružuje emitira se procesima koji nisu klasični; studenti nisu još spremni za analizu svojstava netom emitiranih kvantata svjetlosti. Nas, međutim, uglavnom okružuje u prosjeku nepolarizirana svjetlost. Prirodno se pitamo kako možemo postići polarizaciju valova klasičnim postupcima. Za elektromagnetsko zračenje koje se stvara titranjem naboja u antenama nema poteškoća. U prošlom poglavlju upoznali smo dipolno zračenje koje je činom stvaranja polarizirano: električno polje u daljini titra u istom smjeru u kojem i izvor ; tako imamo linearno polarizirane valove. Cirkularno polarizirane valove dobivamo samo malom modifikacijom gornjeg postupka. Na dvije okomito položene antene uvodi se sinkronizirano titranje naboja s razlikom u fazi jedne antene prema drugoj za $\pi/2$. Time se titranjem u anteni na načine (16.4) ili (16.5) dobiva putujuće valove u slobodni prostor (u daljini) oblika (16.8) ili (16.9). Postoje uređaji kojima se smjer linearne polarizacije može jednostavno modificirati. Ako na put EM linearno polariziranih valova emitiranih antenama postavimo okomito na smjer širenja sustav paralelnih vodiča, spriječit ćemo prolaz zračenja čija je polarizacija paralelna smjeru vodiča. (elektroni u vodiču titraju tako da ponište dolazeće zračenje). Propušta se samo komponenta okomita na žice vodiča. Uređaj je jedna varijanta linearnih polarizatora/analizatora, koji dakle propuštaju samo komponentu titranja jednog smjera. Ako izaberemo dozvoljeni smjer titranja u polarizatoru kao nulti smjer, titranje koje je za kut \mathcal{G} zakrenuto od nultog smjera u nultom smjeru će imati komponentu koja je faktorom $\cos \mathcal{G}$ oslabljena od ulazne vrijednosti amplitude. To je temelj Malusovog izraza za rad analizatora. Neka je I_{ulaz} intenzitet linearno polariziranog vala, a I_{izlaz} intenzitet vala koji

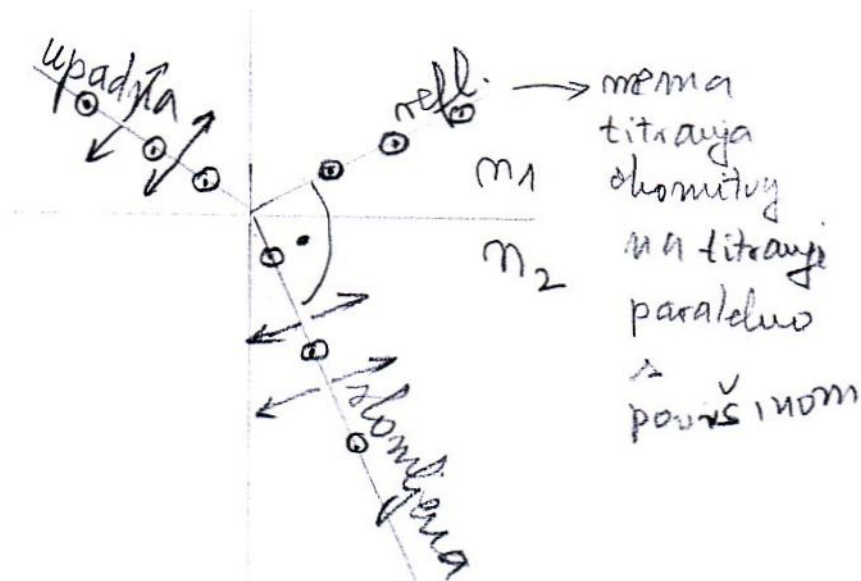
je prošao kroz analizator, kut među polarizacijom ulaza i dozvoljenom osi analizatora je ϑ . Prema gornjem razmatranju Malusova relacija daje:

$$I_{izlaz} = I_{ulaz} \cos^2 \vartheta \quad (16.13)$$

POKUS

Propušta se svjetlo kroz polarizator i analizator neovisno. Potom se polarizator i analizator poklope i rotira se jedan prema drugom pokazujući maksimum i iščezavanje svjetla zavisno o relativnom kutu osi polarizatora i analizatora.

Djelomična, ili potpuna polarizacija svjetlosti može se postići refleksijom na pogodnim površinama. Kada svjetlost pada iz zraka na primjer na vodu, dio zračenja se transmitira poštujući Snellov zakon loma a dio se reflektira. Pod kraj semestra dokazat ćemo da je kut refleksije jednak upadnom kutu. Za tri zrake (upadnu, slomljenu i reflektiranu) postoji takozvana Brewsterova konfiguracija.



U njoj su slomljena i reflektirana zraka pod pravim kutom. Svjetlo reflektirano u Brewsterovoj konfiguraciji je potpuno polarizirano. Ovo se lakše razumije ako tri zrake nacrtamo i analiziramo što se dešava s pojedinim polarizacijama u kontaktnoj točki. Titranje električnog polja u zraku koje je paralelno s površinom vode nema problema potjerati elektrone vode na titranje u istom smjeru. To titranje tjera dalje i podvodni val i reflektirani val da imaju komponentu titranja paralelnu s kontaktnom površinom. Normalna komponenta se temeljem titranja elektrona u vodi nastavlja u slomljenoj zruci, no kako je to titranje (radi okomitosti slomljene i reflektirane zrake) za reflektiranu zraku paralelno smjeru napredovanja reflektirane zrake (radi transverzalnog karaktera svjetla), normalne komponente u reflektiranoj zruci nema.

16.5 Fenomeni u neizotropnim medijima; dvolom i optička aktivnost

Najprije ćemo razmotriti posljedice činjenice da u nekim prozirnim medijima indeks loma svjetlost nije isti u svim smjerovima. Postoji smjer za polarizaciju za koji je brzina svjetla sporija (indeks loma n_s) i smjer polarizacije za koji je brzina svjetlosti brža od spore (indeks loma n_b). Jasno, $n_s > n_b$. Izaberimo koordinatne osi tako da je x os duž smjera za sporu brzinu a y os za duž smjera za brzu os. Neizotropni materijal postavljamo tako da je njegov početak na koordinati $z=0$, a EM val putuje duž z-osi. Neka je titranje duž osi x bez dodatne faze na ulazu u medij. Tako je relativna faza x i y titranja određena posebnom fazom za titranje duž osi y: φ . Sukladno gornjem imamo:

$$\text{Ulazni val: } \vec{E}(z < 0, t) = \hat{x} \cos(kz - \omega t) + \hat{y} \cos(kz - \omega t + \varphi) \quad (16.14)$$

Ako je k valni broj na početku (vakuum ili zrak) znamo da su valni brojevi za pojedine osi:

$$k_s = kn_s \quad k_b = kn_b \quad (16.15)$$

Označimo slovom d debljinu anizotropnog prozirnog sredstva. Tada je na izlasku iz sredstva odnos faza u titranju x i y komponente promijenjen:

$$\text{Izlazni val: } \vec{E}(z = d, t) = \hat{x} \cos(k_s d - \omega t) + \hat{y} \cos(k_b d - \omega t + \varphi) \quad (16.16)$$

Relativna faza se promijenila za iznos:

$$\Delta\varphi = k_s d - k_b d = (n_s - n_b) \frac{2\pi}{\lambda} d \quad (16.17)$$

gdje je λ valna duljina u vakuumu. U stručnoj terminologiji se koriste izrazi $\lambda/4$ i $\lambda/2$ pločice. Prva mijenja relativnu fazu $\pi/2$, a druga za π . Kombiniranjem linearnih polarizatora i navedenih pločica mogu se izvršiti sve potrebne manipulacije da se proizvede bilo koje stanje čiste polarizacije. Obratno, upotrebom polarizatora i pločica mogu se detektirati sve vrste polarizacija svojstva. Ilustrirat ćemo gornju tvrdnju na pretvorbi linearno polariziranog snopa u cirkularno polarizirano. Postupak je zgodno pratiti serijom crteža.

Ako počinjemo s običnim svjetlom, možemo ga linearno polarizirati. Primitivni način je na primjer istežanje celofana u jednom smjeru: svjetlo koje tada prolazi kroz celofan postaje linearno polarizirano. To se može provjeriti još jednom folijom celofana pripremljenom identično, koju rotiramo u odnosu na prvu verificirajući ujedno Malusov zakon.

Znači pripremili smo linearno polarizirani snop. Ako smjer njegove polarizacije nagnemo pod 45 stupnjeva prema obje osi i svjetlo potom propustimo kroz $\lambda/4$ pločicu, faze titranja u smjeru dviju osi anizotropije (koje su na ulasku bile iste) na izlasku će biti pomaknute za $\pi/2$ jedna u odnosu na drugu. Tako su naime i definirane! Ovaj odnos definira cirkularnu polarizaciju. (jednakost amplituda duž x i y osi smo osigurali postavljanjem ulaznog linearno polariziranog svjetla pod kutom od 45 stupnjeva u odnosu na obje osi. Studenti mogu proći kroz brojne kombinacije polarizatora i pločica i uvjeriti se kako je moguća pretvorba svake polarizacije svjetlosti u bilo koju drugu željenu!

Kako imamo dva indeksa loma, materijali takvih svojstava zovu se dvolomci. Među njima je najpoznatiji islandski dvolomac. Kod islandskog dvolomca su indeksi loma 1.49 i 1.66.

POKUS

Studentima će biti prikazan kristal koji fenomenom dva indeksa loma tvori (dvije lomljenje zrake i prirodno) dvije slike istog objekta.

POKUSI

U zbirci fizičkog zavoda je obilje uzoraka s raznim pločicama. Prema raspoloživom vremenu će se demonstrirati rezultati prolaska svjetla kroz uzorke smještene između polarizatora i analizatora.

Optička aktivnost je ime za pojavu koja ima određene sličnosti s dvolomom, no mehanizam fenomena je različit. Dok se dvolom javlja kao posljedica specifične kristalne anizotropije dajući različiti indeks loma različitim orijentacijama linearno polariziranog titranja, optička aktivnost je na još mikroskopskijem nivou. Optička se aktivnost javlja kod nekih vrsta molekula helikoidalne prostorne strukture koje upravo radi takve strukture brže propuštaju jednu vrstu cirkularno polariziranog svjetla. (Cirkularno polarizirano svjetlo promatrano u jednom vremenskom trenutku ima također spiralni (helikoidalni) oblik.). Optička aktivnost bi se naravno mogla opažati u potpunoj analogiji s dvolomom samo upotrebom cirkularno polariziranih snopova i odgovarajućih debljina slojeva. No mi ćemo načiniti obradu posljedice prolaska linearno polariziranog svjetla kroz optički aktivni medij. Naime lako se pokazuje da se svako linearno polarizirano svjetlo može prikazati kao superpozicija dva suprotno cirkularno polarizirana svjetla. Radi pojednostavljenja izabiremo z os za smjer propagacije a x os za smjer titranja električkog vektora polja.

Upadni val:

$$\hat{x}E_0 \cos(kz - \omega t) = \frac{E_0}{2} [\hat{x} \cos(kz - \omega t) + \hat{y} \sin(kz - \omega t) + \hat{x} \cos(kz - \omega t) - \hat{y} \sin(kz - \omega t)] \quad (16.18)$$

Prva dva sumanda predstavljaju lijevo cirkularno polarizirani val, a druga dva sumanda predstavljaju desno cirkularno polarizirani val. Ako lijevoj polarizaciji dademo oznaku $-$ a desnoj polarizaciji oznaku $+$ i ako (kao i kod dvoloma) s odgovarajućim indeksima loma koji su različiti: n_- i n_+ povežemo i odgovarajuće valne brojeve k_- i k_+ , polje će nakon prolaska optički aktivnog sredstva debljine d imati oblik:

$$\begin{aligned} \frac{E_0}{2} [\hat{x} \cos(k_- d - \omega t) + \hat{y} \sin(k_- d - \omega t) + \hat{x} \cos(k_+ d - \omega t) - \hat{y} \sin(k_+ d - \omega t)] = \\ = \frac{E_0}{2} \{ \hat{x} [\cos(k_- d - \omega t) + \cos(k_+ d - \omega t)] + \hat{y} [\sin(k_- d - \omega t) - \sin(k_+ d - \omega t)] \} = \\ = E_0 \left[\hat{x} \cos \frac{(k_- - k_+)d}{2} \cos \left(\frac{k_- + k_+}{2} d - \omega t \right) + \hat{y} \sin \frac{(k_- - k_+)d}{2} \cos \left(\frac{k_- + k_+}{2} d - \omega t \right) \right] = \\ = E_0 (\hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi) \cos \left(\frac{k_- + k_+}{2} d - \omega t \right) \end{aligned} \quad (16.19)$$

Smjer linearne polarizacije je zarotiran za kut φ , čiji je iznos jasan iz (16.19):

$$\varphi = \frac{k_- - k_+}{2} d \quad (16.20)$$

Uz ova dva osnovna načina manipulacije s polarizacijama postoje i drugi načini. Poznat je Faradayev efekt. U njemu se pušta linearno polariziranu svjetlost kroz optički gusto sredstvo paralelno magnetskom polju. Efekt zaokreta linearne polarizacije je proporcionalan magnetskom polju, duljini prolaza kroz polje i naravno je jači za veći indeks loma prozirnog sredstva kroz koji svjetlo prolazi dok je u magnetskom polju. Nadalje, postoje i elektrooptički efekti u kojima se optička svojstva medija mijenjaju jačim električkim poljem. Razumijevanje ovih efekata, međutim, prelazi volumen jednosemestralnog kolegija o valovima.