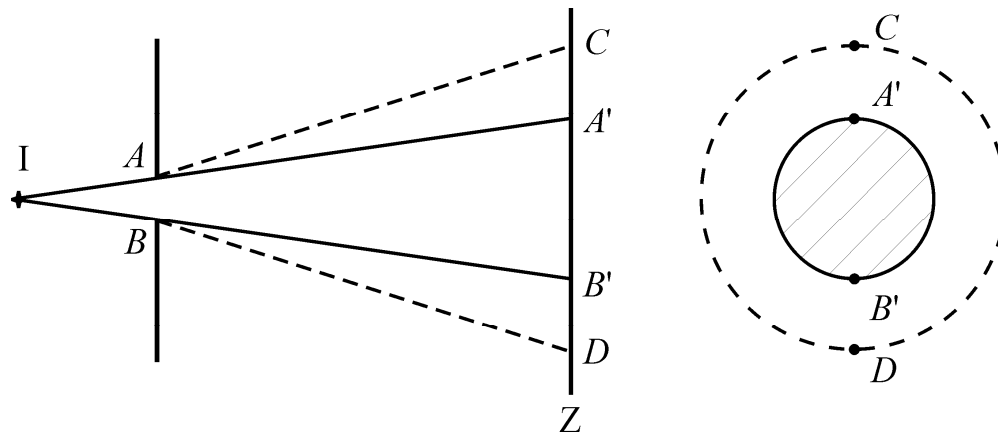


Ogib svjetlosti

Geometrijska optika - Svjetlost se širi pravčasto ili zrakasto iz nekog točkastog izvora!

Kako objasniti tamne i svijetle figure ogiba, koje nastaju uz rub sjene osvijetljenog predmeta?

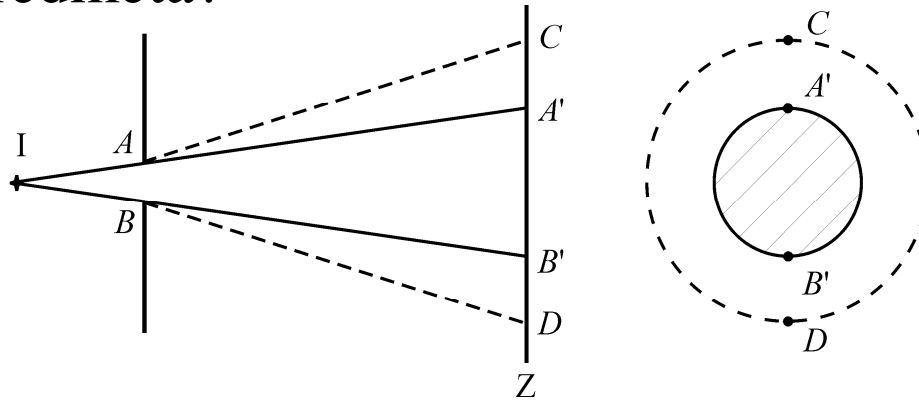


Svjetlost iz točkastog izvora trebala bi nakon prolaza kroz kružni otvor AB (dijafragmu) osvijetliti na zastoru krug promjera A'B'. Međutim, osvijetljene su na zastoru i točke (CD) koje su izvan kruga A'B', premda manjim intenzitetom svjetlosti (naročito kod užih otvora ili pukotina).

Kod vrlo uskih pukotina svjetlost se širi gotovo u svim pravcima, tj. po cijelom zastoru.

Ogib svjetlosti 2

Kako objasniti tamne i svijetle figure ogiba, koje nastaju uz rub sjene osvijetljenog predmeta?

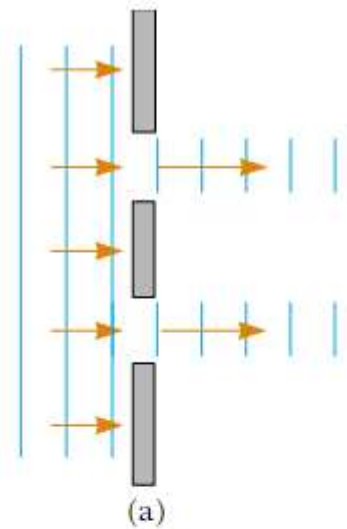


Rezultat: Ne može se više govoriti o pravocrtnom širenju svjetlosti, jer se svjetlost ogiba na rubu pukotine; ta se pojava naziva **ogib ili difrakcija**.

Primjeri ogiba: Geometrijska sjena predmeta oštrog ruba, npr. kod nožića, ili na nekoj niti. U sjeni predmeta zapažamo figure, npr. pruge difrakcije, sličnog oblika figurama interferencije.

Uličnu svjetiljku promatramo na većoj udaljenosti kroz usku pukotinu između dva prsta: → Figure (pruge) ogiba.

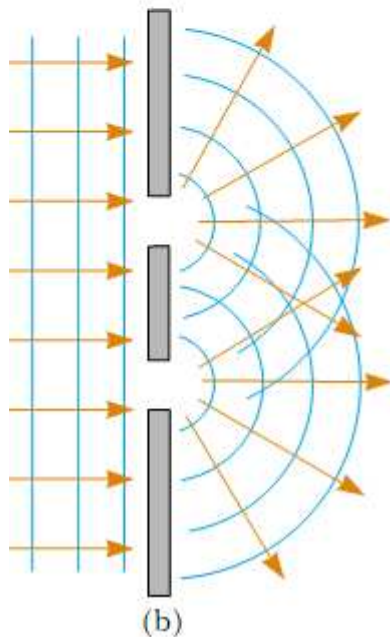
Pojave ogiba naročito se zapažaju na rubu neprozirne zapreke, ali i kod optičkih uređaja. → Ne postoji savršena stigmatičnost optičkih sustava.



(a)

Metode razmatranja ogiba zasnivaju se na **Huygensovom principu** prema kojem je svaka točka valne plohe izvor sekundarnih, elementarnih sfernih valova, što se šire u svim pravcima.

Sfere elementarnih valova po sredini pukotine zbrajaju se tako da njihova anvelopa predstavlja kuglasti val



(b)

a) kada bi se svjetlost širila pravocrtno kroz pukotinu (poput čestica), ne bi bilo interferencije

b) budući se svjetlost širi poput vala, svaka pukotina je izvor novog vala (Huygensov princip) i njihovom interakcijom nastaju pruge interferencije

Ogib svjetlosti 3

2 općenita slučaja ogiba:

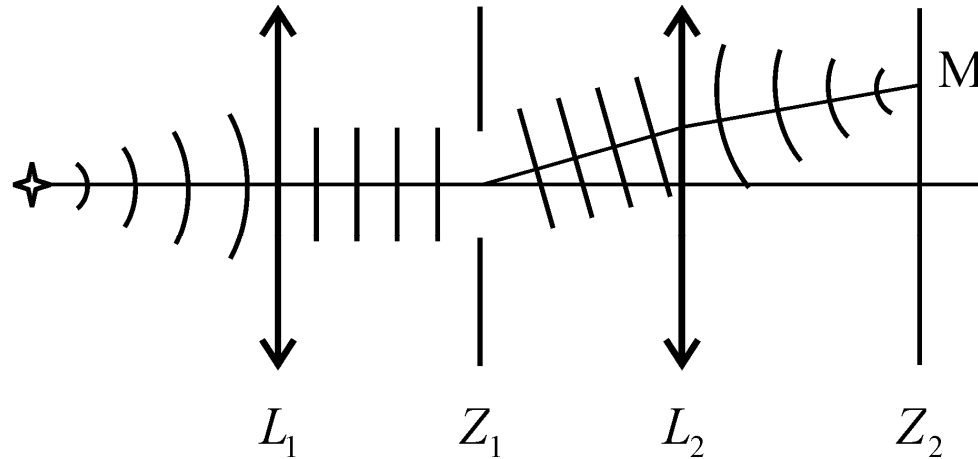
a) Izvor koherentne svjetlosti i figure ogiba su beskonačno udaljeni od zapreke, što znači da na zapreku pada ravni val, a figura ogiba je u dalekom polju; to je slučaj tzv. *Fraunhoferove difrakcije*.

b) Takozvana *Fresnelova difrakcija* - Nastaje kad je točkasti izvor ili ravnina promatranja figura ogiba u blizom polju s obzirom na difrakcijsku zapreku.

Fraunhoferov ogib, koji je važan u teoriji optičkih instrumenata, granični je slučaj Fresnelova ogiba.

Fraunhoferov ogib

Na pravokutnu usku pukotinu pada ravni val koji se na rubu pukotine (zapreci) ogiba promatramo figure ogiba na vrlo velikoj udaljenosti od zapreke.



Fraunhoferova difrakcija svjetlosti na uskoj pukotini ostvarena pomoću dviju pozitivnih leća (L_1 , L_2)

Izvor svjetlosti postavljen u žarištu prve leće. → Ravni val na izlazu.

Dužina pukotine na zapreci Z_1 okomita je na ravninu crtanja.

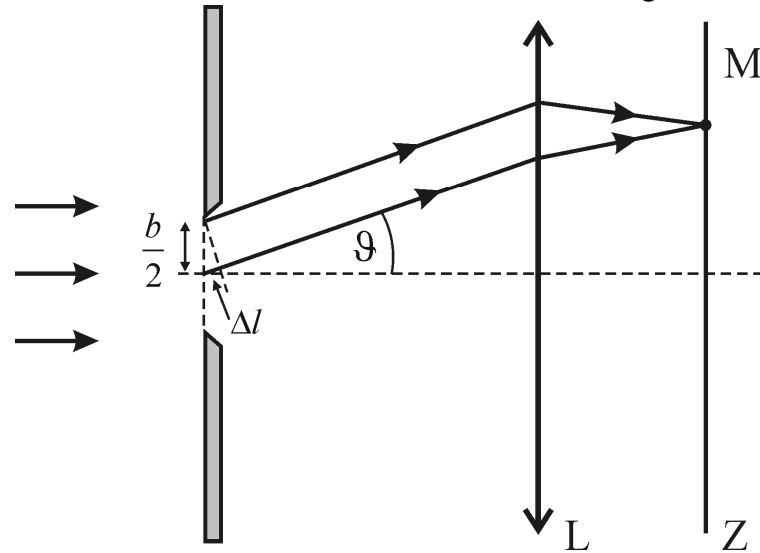
Zastor Z_2 (smješten u žarišnoj daljini druge leće) - fotografska ploča.

Figure ogiba mogu se promatrati i okularom (dakle bez L_2 i Z_2).

Fraunhoferov ogib 2

Izdvojimo pukotinu širine b i dva elementarna vala, od kojih prvi polazi s ruba pukotine, a drugi iz točke na polovici pukotine.

Ta dva koherentna vala pod kutom ogiba ϑ , nakon prolaza kroz konvergentnu leću, susreću se i interferiraju u ravnini zastora Z.

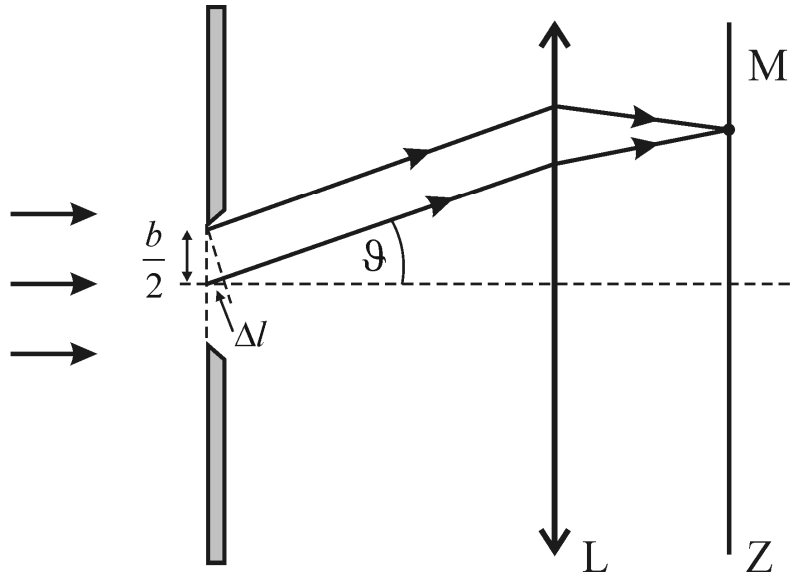


Razlika hoda dva promatrana vala?

Pravokutni trokut, s hipotenuzom $b/2 \rightarrow \Delta l = \frac{b}{2} \sin \vartheta$

Sjetimo se: Maksimum konstruktivne interf. \rightarrow Kad je razlika hoda $p\lambda$, a minimum nastupa za razliku puta: $(2p+1)\lambda/2$, gdje $p = 0, 1, 2, \dots$;

Fraunhoferov ogib 3



$$\Delta l = \frac{b}{2} \sin \vartheta$$

Maksimumi nastupaju uz uvjet:

$$\frac{b}{2} \sin \vartheta_M = p\lambda$$

Odnosno, maksimumi nastupaju za kut ogiba: $\vartheta_M = \arcsin(2p\lambda/b)$

Drugi elementarni valovi s pukotine također imaju svoje parove: Svakoj točki (tj. točkastom izvoru sekundarnog vala) u gornjoj polovici pukotine nađe se na isti način par iz donje polovice pukotine. → Ukupni učinak svih elementarnih valova je tamna figura za $\Delta l = \lambda/2$, itd

Fraunhoferov ogib 4

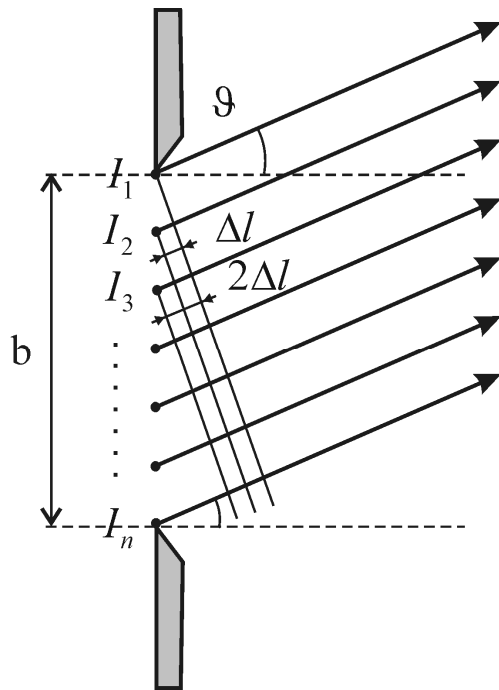
Pokus – Laserskim snopom svjetlosti osvjetljujemo pukotinu; → Na zastoru iza pukotine zapažamo figure ogiba; središnja svijetla figura je najjače osvjetljena (što je glavni maksimum), a ostale slabe prema krajevima niza figura.

Kako objasniti razdiobu intenziteta svjetlosti u pojavi figura ogiba?

Interferencijom mnogostrukih valova u dalekom (Fraunhoferovom) polju, metodom transverzalnih linearnih izvora:

Fraunhoferov ogib 5

Neka je n koherentnih sinhronih izvora ($I_1, I_2, I_3, \dots, I_n$), stalnog razmaka d , poredano na jednom pravcu i neka svi točkasti izvori odašilju valove jednake amplitude; u dalekom polju to su ravni valovi, s valnim zrakama istog kuta ogiba (ϑ), i s međusobno usporednim valnim ravninama, koje su okomite na valne zrake:



Razlika hoda između valova, iz izvora I_1 i I_2 :

$$\Delta l = d \sin \vartheta$$

Razlika hoda između valova, iz izvora I_1 i I_3 :

$$2\Delta l = 2d \sin \vartheta$$

Razlika hoda između valova, iz izvora I_1 i I_4 :

$$3\Delta l = 3d \sin \vartheta$$

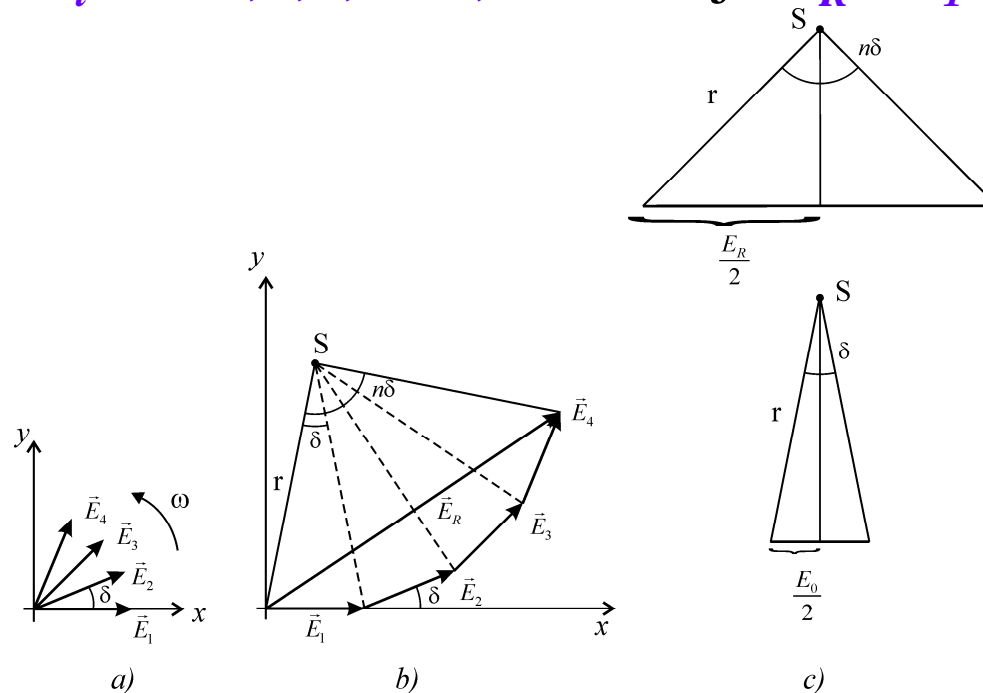


Razlika puta između dva susjedna izvora je Δl , a razlika faza $\delta = k\Delta l$.

Fraunhoferov ogib 5

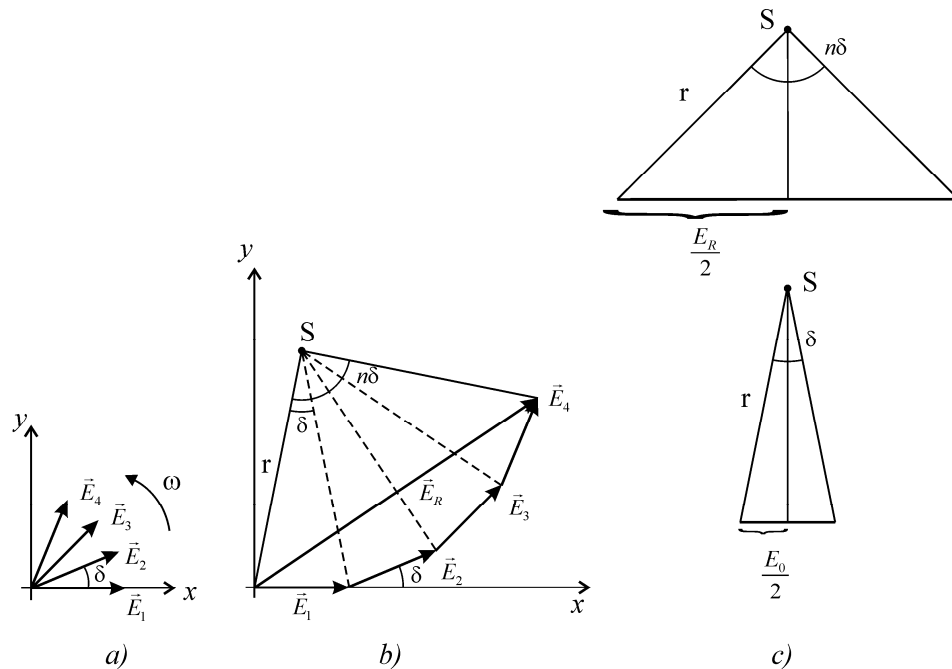
Interferenciju tako odabranih valova možemo promatrati na odgovarajućem modelu kao superpoziciju n jednako razmaknutih oscilatora (izvora elektromagnetskih valova), jednake amplitude, ali različitih faza, s time da je razlika faza dva susjedna oscilatora $\delta = k\Delta l$.

Valove iz pojedinih izvora (oscilatora) prikazujemo kao (Fresnelove) rotacijske vektore: \vec{E}_i , $i = 1, 2, 3, \dots, n$, tako da je $\vec{E}_R = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$.



Fresnelovi rotacijski vektori (**a**), preneseni na poligon vektora s rezultantom (**b**), te izdvojena dva trokuta s vrhom u S (**c**).

Fraunhoferov ogib 6



Vektori pojedinih valova imaju jednake amplitude (E_0) i razlike faza (δ).

Iznosi pojedinih valova?

$$E_i = E_0 \cos[\omega t + (i-1)\delta]$$

Iznos rezultante:

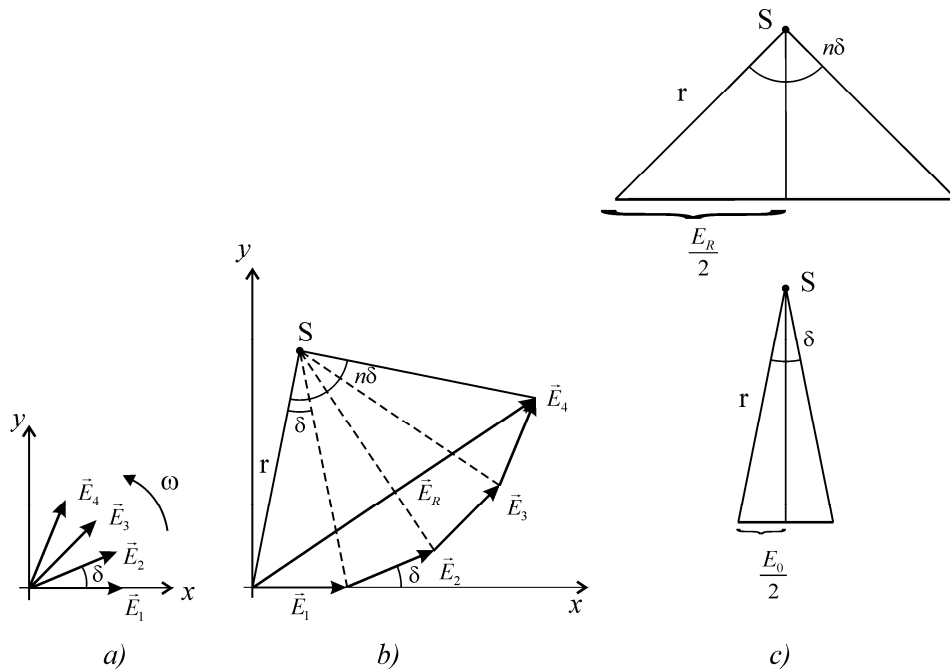
$$E_R = E_0 [\cos \omega t + \cos(\omega t + \delta) + \cos(\omega t + 2\delta) + \dots + \cos(\omega t + (n-1)\delta)]$$

Poligon vektora na sl. **b** upisan je u kružnicu radijusa r (sa središtem u **S**)

→ Trokut s vrhom u **S**, hipotenuzom r , katetom $E_R/2$ i kutom ($n\delta/2$):

$$E_R / 2 = r \sin (n\delta / 2)$$

Fraunhoferov ogib 7



$$E_R / 2 = r \sin (n\delta / 2)$$

Slično, iz manjeg trokuta (s vrhom u S) iznad jednog vektora:

$$E_0 / 2 = r \sin (\delta / 2)$$

Dijeljenje gornjih dviju jednažbi daje izraz za relativnu amplitudu:

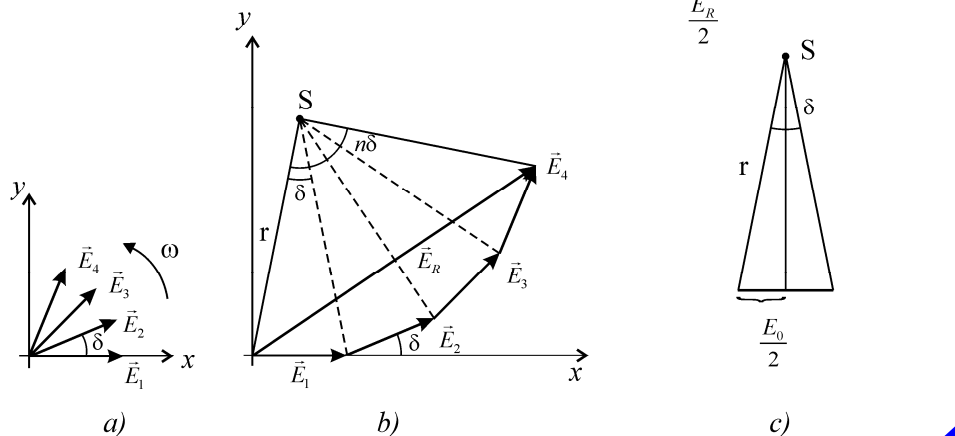
$$E_r = \frac{E_R}{E_0} \longrightarrow E_r = \frac{\sin\left(\frac{n\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

Jer je kvadrat amplitude razmjeran intenzitetu vala, kvadriranje gornjeg izraza daje relativni intenzitet:

$$I_r = \frac{\sin^2\left(\frac{n\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

Fraunhoferov ogib 8

$$I_r = \frac{\sin^2\left(\frac{n\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$



Vraćamo se linearnim izvorima, kojih ima n na pukotini širine b , međusobno udaljenim za d , te vrijedi odnos: $b = (n-1)d$

Slično, ukupna razlika faza između prvog i posljednjeg izvora u nizu je:

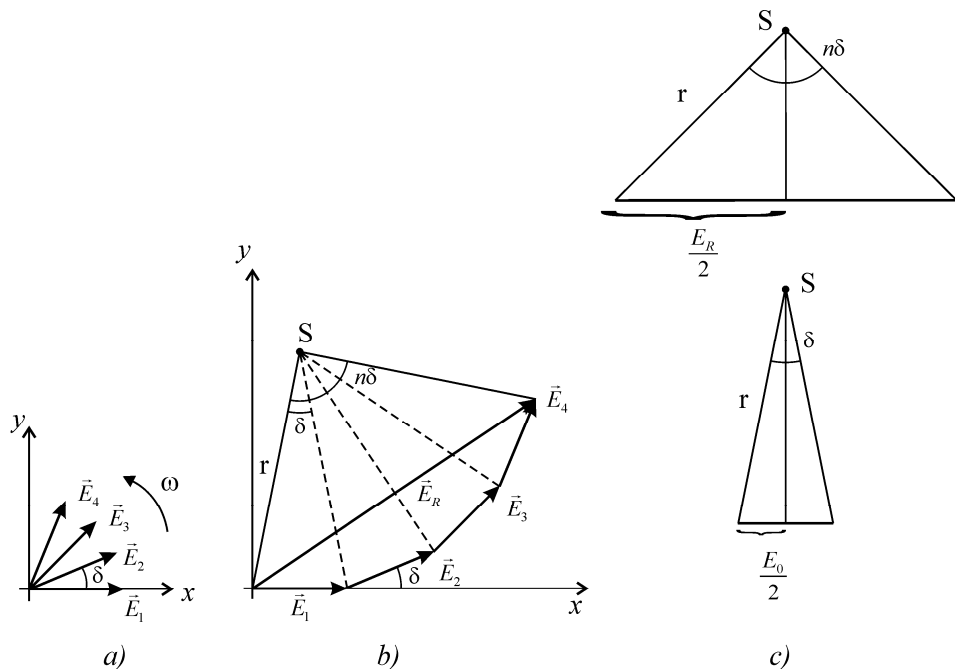
$$\Sigma \delta = (n-1)\delta$$

Kada je n vrlo velik ($n \gg 1$), možemo uzeti: $\Sigma \delta \approx n\delta$



$$I_r \cong \frac{\sin^2\left(\frac{\Sigma \delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

Fraunhoferov ogib 9



$$\Sigma \delta \approx n\delta$$

$$I_r \cong \frac{\sin^2 \left(\frac{\Sigma \delta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)}$$

Za male razlike faza (δ) možemo uzeti aproksimaciju:

$$\sin \left(\delta / 2 \right) \cong \delta / 2$$

$$\frac{\delta}{2} = \Sigma \delta / 2n$$

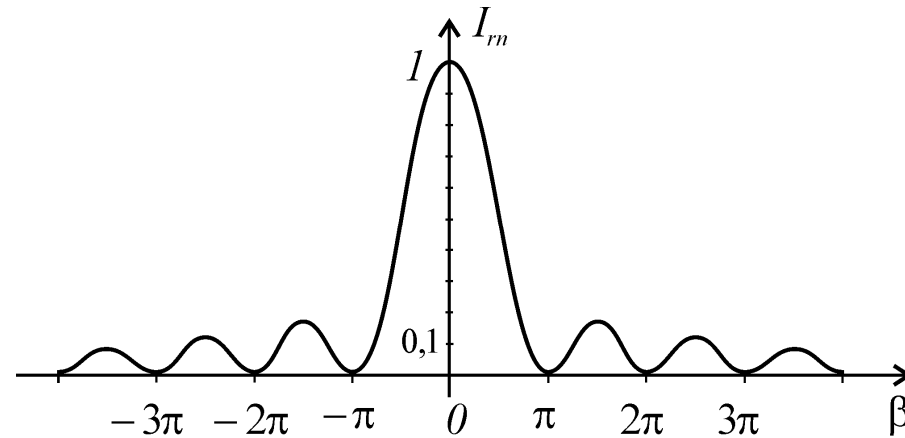
$$I_r \cong \frac{n^2 \sin^2 \frac{\Sigma \delta}{2}}{\left(\frac{\Sigma \delta}{2} \right)^2}$$

Uvodimo kraće oznake: $\frac{\Sigma \delta}{2} = \beta$ $I_{rn} = I_r / n^2$ \implies $I_{rn} = \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$

Fraunhoferov ogib 10

$$I_{rn} = \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

Grafički tok funkcije? → Dobivamo niz periodičnih ekstrema sa središnjim izrazitim maksimumom:



Raspodjela intenziteta svjetlosti za pojavu figura ogiba.

Kako figure difrakcije nastaju interferencijom valova svjetlosti iz mnoštva izvora, a obično pojava interferencije nastaje od nekoliko izvora, može se reći da nema suštinske razlike između pojava difrakcije i interferencije.

Optička rešetka

Optička rešetka ili mrežica - Sastoji se od velikog broja vrlo uskih pukotina, međusobno paralelnih, na jednakim malim udaljenostima.

Obično se optička rešetka izvodi na staklenoj ploči, na kojoj se dijamantnim šiljkom (nožem) i pomoću stroja (s mikrometarskim vijkom) napravi veliki broj zarezova s jednakom razmacima (npr. 1000 zarezova na 1 mm).

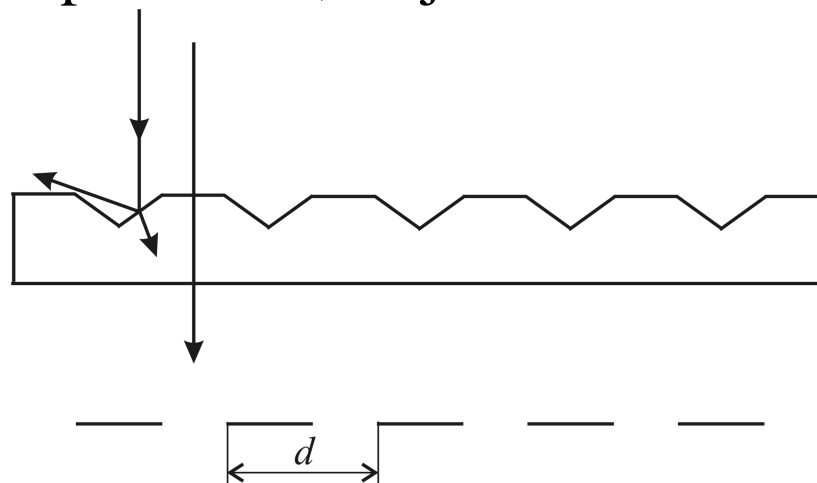
Na mjestima zarezova, gdje je površina neizgladnena, svjetlost se difuzno reflektira (raspršuje).

Između zarezova je staklo s ravnom površinom i svjetlost prolazi pravilno, pa se taj dio ponaša kao pukotina na neprozirnom zaklonu.

Udaljenost između dviju pukotina (d) je konstanta rešetke.

Optička rešetka 2

Optička rešetka ili mrežica - Sastoji se od velikog broja vrlo uskih pukotina, međusobno paralelnih, na jednakim malim udaljenostima.



Načini izrade optičkih rešetki:

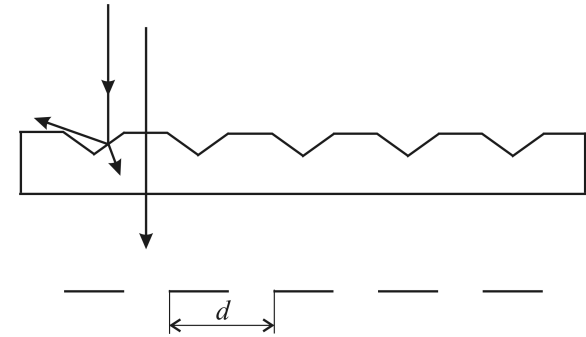
Na bijelom papiru nacrtaju se paralelne pruge, npr. 15 pruga na 1 mm, a onda se ta mreža pruga fotografira i na fotografskom filmu (negativ, s umanjenom slikom) dobivamo optičku rešetku.

Prve Fraunhoferove mrežice bile su građene od usporednih tankih žica.

Čađom zacrnjena staklena ploča na kojoj se onda ucrtaju paralelne pruge.

Optička rešetka 3

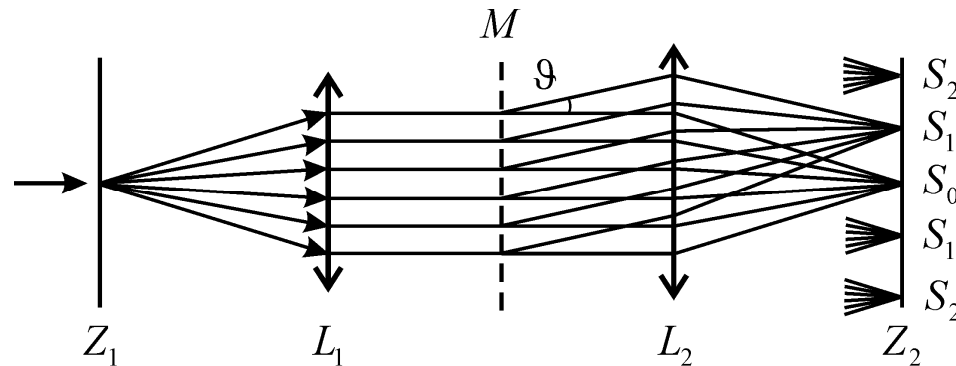
Optičke pojave na optičkoj mrežici ili rešetki?



Ako promatramo samo dvije susjedne pukotine na rešetki, susrećemo pojavu interferencije od dva koherentna izvora, kao kod Youngovog pokusa, čemu se pribrajaju figure difrakcije na svakoj pukotini; uglavnom prevladavaju ekvidistantne pruge interferencije.

Kako povećavamo broj pukotina, efekti difrakcije pojedinih pukotina će biti sve manje izraženi; kod velikog broja pukotina prevladava ukupni efekt difrakcije, koji potječe od interferencija nastalih između valova iz različitih pukotina (u prikazu ukupnog efekta zanemaruju se učinci difrakcije na jednoj pukotini).

Optička rešetka 4



Difrakcija svjetlosti na optičkoj mrežici M (uz uobičajene oznake).

Na optičku mrežicu pada ravni val, a iz pukotina izlaze sekundarni valovi u svim smjerovima (što je pojava ogiba).

Paralelne zrake koje produžuju kroz pukotine rešetke bez ogiba dat će (zbog interferencije, a nakon prolaza kroz konvergentnu leću) središnju prugu najvećeg intenziteta (na gornjoj slici, S_0).

Zrake koje se ogibaju pod kutom ϑ , a kada je između susjednih zraka razlika hoda λ , odnosno između prve i daljnjih zraka razlika hoda 1λ , 2λ , 3λ , ..., dat će pojačanje svjetlosti.

Optička rešetka 5

Uvjet za maksimum interferencije: $\Delta l_M = d \sin \vartheta_M = p\lambda$; $p = 0, 1, 2, \dots$

d = Konstanta mrežice, ili udaljenost između susjednih pukotina,
(Fraunhoferov ogib \rightarrow Isto slovo imalo je značenje širine pukotine.)



Središnja svijetla pruga - Snop zraka kod kojih je razlika hoda nula, $p = 0$

Snop u kojem susjedne zrake imaju razliku hoda 1λ , ili za $p = 1$, daje na zastoru svijetlu prugu S_1 , odnosno dvije takve simetrične pruge s obzirom na S_0 .

Snop u kojem susjedne zrake imaju razliku hoda 2λ , ili za $p = 2$, daju maksimume S_2 , itd. S_3, \dots

Kaže se još da je snop S_1 u smjeru pravca prvog reda, snop S_2 u smjeru pravca drugog reda, itd.

Optička rešetka 6

Uvjet za maksimum interferencije: $\Delta l_M = d \sin \vartheta_M = p\lambda$; $p = 0, 1, 2, \dots$

Optička mrežica – Služi za određivanje valne duljine (λ) monokromatske svjetlosti, tako da uz određenu (zadanu) konstantu mrežice (d) mjerimo kut (ϑ) pravca p-tog reda i koristimo jednadžbu: $\lambda = (d/p) \sin \vartheta$.

Primjer: Ako odaberemo u pokusu drugu svijetlu prugu S_2 , za koju je $p = 2$, onda mjerimo udaljenost ($\Delta S_{2,o}$) između pruga S_2 i S_o , te udaljenost (L) od mrežice (M) do zastora (Z_2); za male kutove tada vrijedi približno:

$$\sin \vartheta \cong \operatorname{tg} \vartheta = \Delta s_{2,o} / L \quad \longrightarrow \quad \lambda \approx d \Delta s_{2,o} / 2L$$

Pokus – Kolimirani (usporedni) snop laserske svjetlosti usmjeravamo pod nekim kutom na neku CD ploču; zrake odbijene pod kutom upada daju na zastoru središnju svijetlu figuru ogiba CD-mrežice (CD kanali ili žljebovi na metalnoj ploči imaju dubinu od $0,1 \mu\text{m}$, dok je njihova jednolika radijalna udaljenost $d = 1,6 \mu\text{m}$).

Pokus s CD pločom primjer je refleksijske mrežice koja je bila izgrađena (krajem 19. st.) na metalnom zrcalu.

Optička rešetka 7

Uvjet za maksimum interferencije: $\Delta l_M = d \sin \vartheta_M = p\lambda$; $p = 0, 1, 2, \dots$

Primjer – Difrakcijska mrežica ima 6000 crta po cm. Prvi red spektralne linije se vidi pod ogibnim kutom od 30° . Kolika je valna duljina svjetlosti (λ)?

$$d = 1/6000 \text{ cm}$$

$$p = 1$$

$$\vartheta = 30^\circ$$

$$\lambda = ?$$

$$p\lambda = d \sin \vartheta$$

$$\lambda = \frac{1}{6000} \sin 30^\circ \text{ cm}$$



$$\lambda = 8,33 \cdot 10^{-5} \text{ cm} = 8,33 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 833 \text{ nm}$$

Optička rešetka 8

Uvjet za maksimum interferencije: $\Delta l_M = d \sin \vartheta_M = p\lambda$; $p = 0, 1, 2, \dots$

Kada na optičku mrežicu pada snop bijele svjetlosti, na figurama ogiba možemo zapaziti spektar boja prvog reda, drugog, itd.

Uvjet za nastanak maksimuma svjetlosti, $p\lambda = d \sin \vartheta$, \rightarrow Zavisnost o valnoj duljini svjetlosti (λ), pa u spektru pruga npr. prvog reda, polazeći od središnje svijetle pruge, prvo nailazimo na najkraću valnu duljinu vidljive svjetlosti, ljubičastu, i onda redom veće valne duljine, do crvene. Crvena svjetlost se više ogiba od modre, pa spektar optičke mrežice ima obrnuti redoslijed boja od spektra bijele svjetlosti na prizmi. \rightarrow Optička mrežica omogućuje spektrometriju polikromatskog zračenja u spektrometru, (umjesto prizme, kao disperzijski dio uređaja, služi optička mrežica).

Kada je detekcijski dio uređaja (ili zastor s figurama ogiba) baždaren na valne duljine, spektrometrom mjerimo valne duljine svjetlosti.

Ako se spektri boja na optičkoj mrežici za pojedine redove preklapaju, koriste se svjetlosni filtri za dobivanje jednoznačnih spektara.

Difrakcija rentgenskih zraka na kristalnoj rešetki

Nakon otkrića rentgenskih ili X-zraka (W. Roentgen, 1895.) zamišljen je pokus, a onda i izveden, u kojem atomi s pravilnim rasporedom u kristalu mogu poslužiti kao difrakcijska rešetka (budući da je valna duljina rentgenskih zraka, koje su elektromagnetske naravi, reda veličine kao udaljenost između atoma, 10^{-10} m).

Difrakcija rentgenskih zraka na kristalnoj rešetki → Važna metoda za mjerenje valnih duljina rentgenskih zraka, (određivanje strukture kristala)

Kad snop paralelnih X-zraka pada na familiju ili skup mrežnih ravnina u kristalu. → Svaki atom postaje izvor kuglastih valova (Huyg. princip).

Uzima se da je svaki kristal sastavljen od velikog broja ravnih monoatomnih slojeva.

Sloj atoma koji prolazi čvorovima kristalne rešetke naziva se mrežna ravnina; u kristalu postoji niz paralelnih ekvidistantnih i ekvivalentnih mrežnih ravnina.

Difrakcija rentgenskih zraka na kristalnoj rešetki 2

Jednostavni kristali imaju kubične i heksagonalne rešetke.

Primjerice, aluminij ima kubičnu rešetku te na pločici debljine 1mm ima oko 5×10^6 paralelnih mrežnih ravnina.

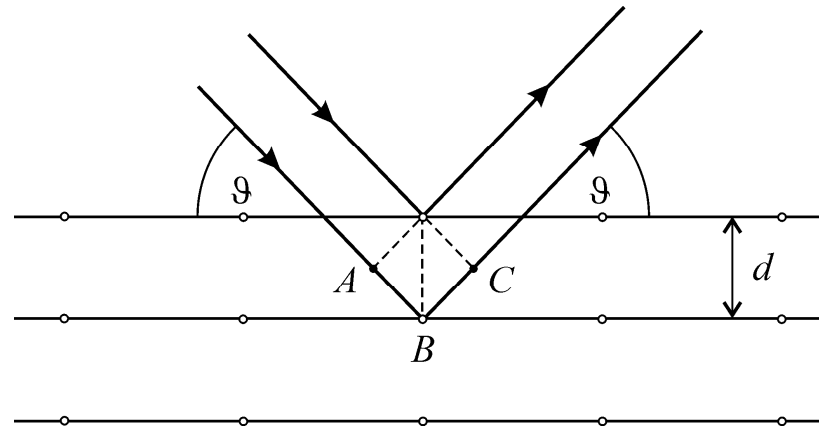
Jedna mrežna ravnina koherentno difraktira pa i reflektira upadno X-zračenje.

Dio reflektirane energije je mali, pa snop X-zraka prolazi u kristal malo oslabljen i reflektira se dalje na prvoj, drugoj, trećoj ... mrežnoj ravnini.

Zbog stalnog razmaka mrežnih ravnina, između X-zraka, reflektiranih na dvije susjedne mrežne ravnine, postoji stalna razlika hoda.

O razmaku mrežnih ravnina, dužini vala i upadnom kutu rentgenskih zraka ovisi u kojem će smjeru (u beskonačnosti) interferencijom doći do pojačanja odnosno slabljenja difraktiranih valova.

Difrakcija rentgenskih zraka na kristalnoj rešetki 3



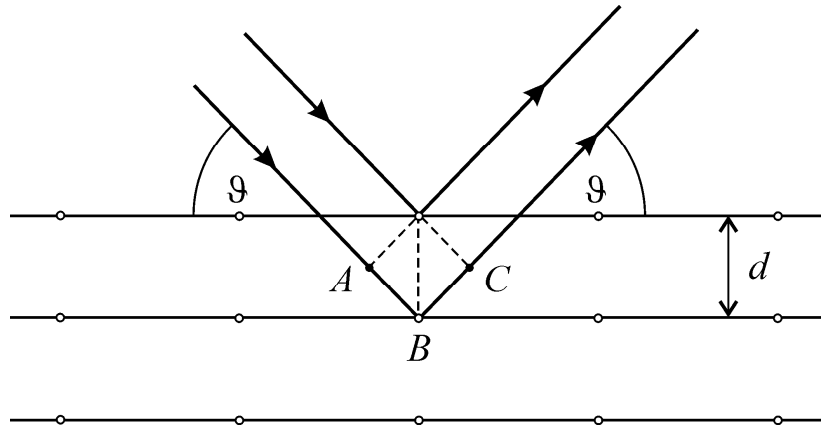
Tok reflektiranih valova poprimit će znatne vrijednosti, odnosno doći će do konstruktivne interferencije, kada su razmak između mrežnih ravnina (d) i kut (ϑ) tako podešeni da je razlika hoda između valova, difraktiranih na susjednim mrežnim ravninama, jednaka cijelom broju valnih duljina, tj. kada vrijedi tzv. Braggova jednačba:

$$2d \sin \vartheta = p\lambda \quad p = 0, 1, 2,$$

ϑ = Kut upada odnosno odbijanja (Kut između upadne zrake i mrežne ravnine.)

d = Udaljenost između ravnina

Difrakcija rentgenskih zraka na kristalnoj rešetki 4



$$2d \sin \vartheta = p\lambda \quad p = 0, 1, 2,$$

Razlika puta između dvije odbijene usporedne zrake je:

$$AB + BC = 2d \sin \vartheta \quad (\text{gdje je: } AB = BC = d \sin \vartheta)$$

Mrežne ravnine ne djeluju kao zrcala nego reflektiraju X-zrake samo pod određenim kutovima, koji zadovoljavaju Braggovu jednadžbu.

Npr. Mrežne ravnine aluminijske daju refleksiju pod kutovima $\vartheta_1 = 21,8^\circ$ ($p = 1$) i $\vartheta_2 = 49,5^\circ$ ($p = 2$), dok refleksije trećeg reda nema, jer je $3\lambda/2d > 1$!

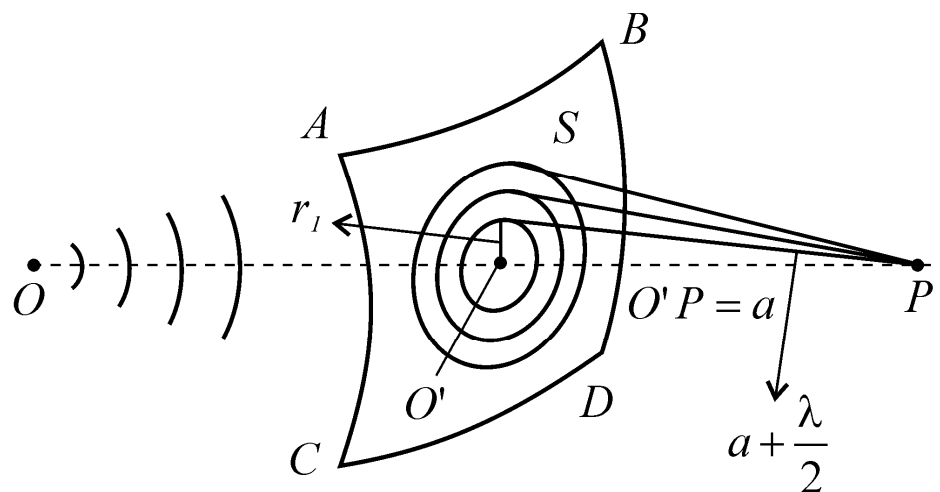
Slika difrakcije na fotografskoj ploči omogućuje određivanje veličine λ ili d , ako je poznat kut ϑ !

Fresnelov ogib

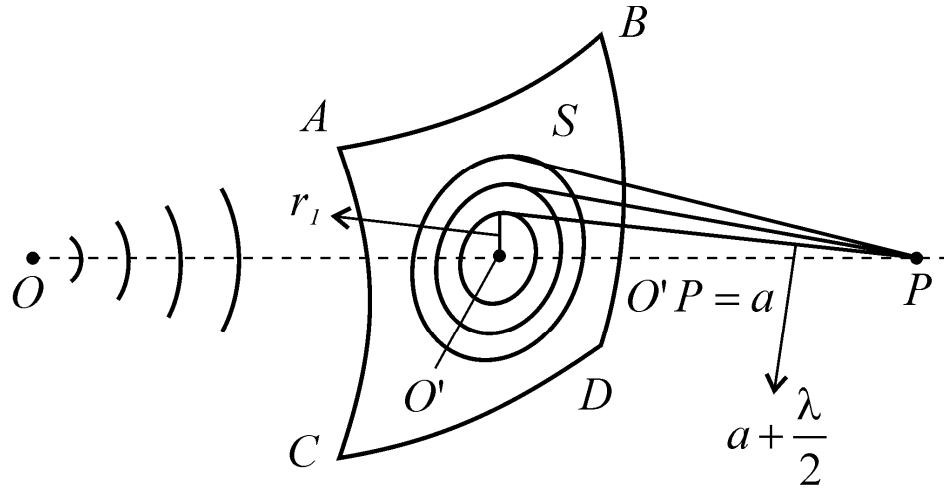
Kada je udaljenost od izvora svjetlosti do zapreke mala, ili je otvor na zapreki velik, zrake više ne promatramo kao paralelne pravce; svjetlosni val je kuglast, a pojava ogiba se promatra kao *Fresnelova difrakcija*.

Fresnelova aproksimacija dijeli valnu plohu na male kružne zone, umjesto u infinitezimalne zone koje koristi egzaktnija teorija (potpuna matematička analiza je vrlo složena).

Promatramo sferni val monokromatske svjetlosti, koji polazi iz izvora (O) i u jednom trenutku taj val će biti dijelom na plohi ABCD na kojoj su sve točke izvori sekundarnih (elementarnih) valova i koji su u fazi.



Fresnelov ogib 2



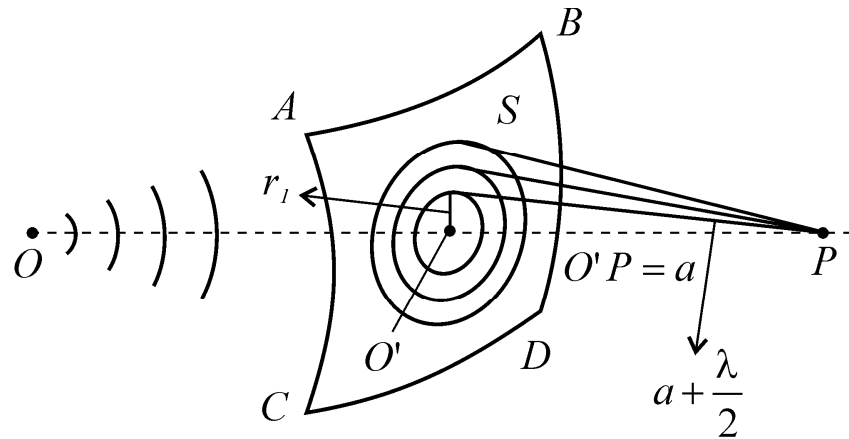
Elementarni valovi, koji polaze s dijela plohe površine S , imaju različite putove do točke P , koja leži na pravcu OO' i udaljena je za a od plohe S , u čijem središtu je točka O' ; ti valovi stižu s različitim fazama u točku P .

Oko točke O' opisujemo kružnicu tako da je njena udaljenost od P jednaka $a + \lambda/2$, a udaljenost od središta O' do luka kružnice r_1

Slično. \rightarrow Neka je obod drugog kruga udaljen od P za $a + 2\lambda/2$, a pripadni radijus r_2 . $\rightarrow \dots$

Formiraju se krugovi s udaljenostima oboda od O' s r_3, r_4, \dots , a oni su udaljeni od točke P za $a + 3\lambda/2, a + 4\lambda/2, \dots, a + n\lambda/2$.

Fresnelov ogib 3



Formiraju se krugovi s udaljenostima oboda od O' s r_3, r_4, \dots , a oni su udaljeni od točke P za $a + 3\lambda/2, a + 4\lambda/2, \dots, a + n\lambda/2$.

Rezultat: Površina S podijeljena je na elementarne prstene površine S od kojih će elementarni valovi dolaziti u točku P , ali tako da valovi svjetlosti s dvije susjedne površine dolaze s faznom razlikom odnosno razlikom puta $\lambda/2$ (udaljenosti uzimamo od sredine prstena do P).

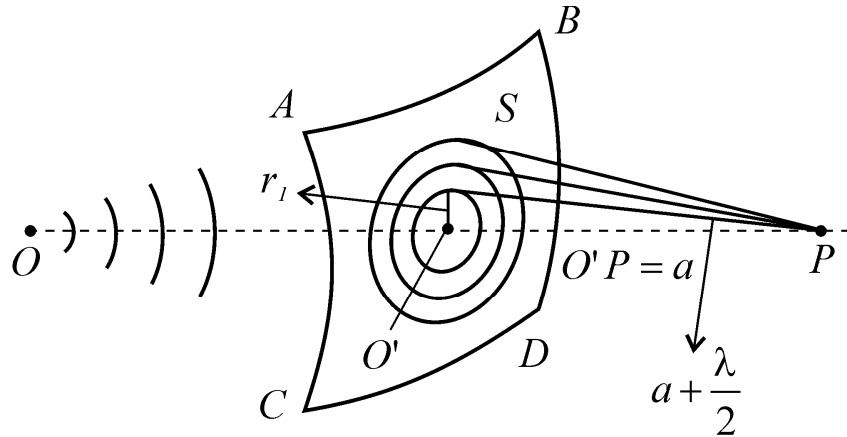
Prsteni se nazivaju *poluperiodni elementi ili Fresnelove zone*.

Valovi sa svih neparnih zona, tj. iz 1., 2., 3., ..., $(2n+1)$. zone su u fazi.

Valovi s parnih, 2., 4., 6., ..., $2n$., zona su također u fazi.

Valovi iz parnih i neparnih susjednih zona se razlikuju za $\lambda/2$, odnosno oni su u suprotnoj fazi ili međusobno u protufazi.

Fresnelov ogib 4



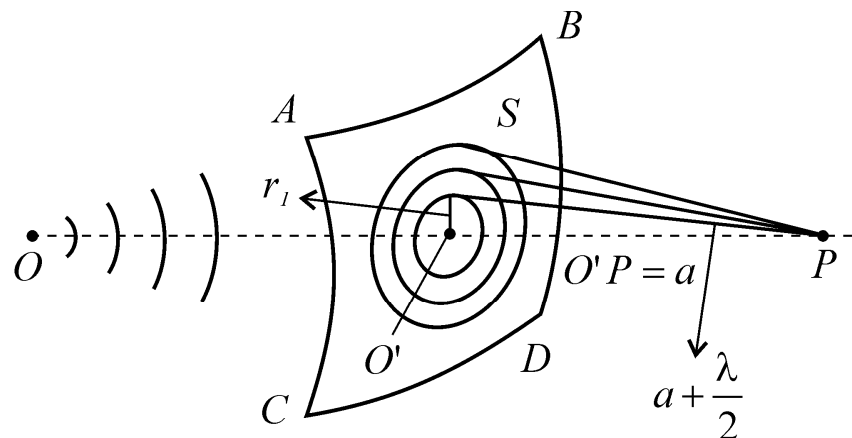
Pojednostavljenje: Uzimamo da je dio valne plohe ABCD približno dio ravnine. $\rightarrow r_1, r_2, \dots$ radijusi ravnih prstena. Iz pravokutnih trokuta. \rightarrow
 $r_1^2 + a^2 = (a + \lambda/2)^2 \Rightarrow r_1^2 + a^2 = a^2 + a\lambda + (\lambda/2)^2 \Rightarrow r_1^2 = a\lambda + (\lambda/2)^2$

Kada je a veliko s obzirom na λ : \rightarrow Zanemarujemo $(\lambda/2)^2 \rightarrow r_1^2 \approx a\lambda$
 $\Rightarrow r_1 = \sqrt{a\lambda}$

Slično vrijedi za radijuse drugih zona:

$$r_2^2 + a^2 = (a + 2\lambda/2)^2 = a^2 + 2a\lambda + \lambda^2 \Rightarrow r_2^2 \approx 2a\lambda \Rightarrow r_2 = \sqrt{2a\lambda} = \sqrt{2} \cdot r_1$$

Fresnelov ogib 5



$$r_1 = \sqrt{a\lambda}$$

$$r_2 = \sqrt{2a\lambda} = \sqrt{2} \cdot r_1$$

$$r_3 = \sqrt{3a\lambda} = \sqrt{3} \cdot r_1$$

$$r_n = \sqrt{na\lambda} = \sqrt{n} \cdot r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Promatramo površine zona odnosno prstena:

Središnja zona (krug) ima površinu:

$$p_1 = r_1^2 \pi$$

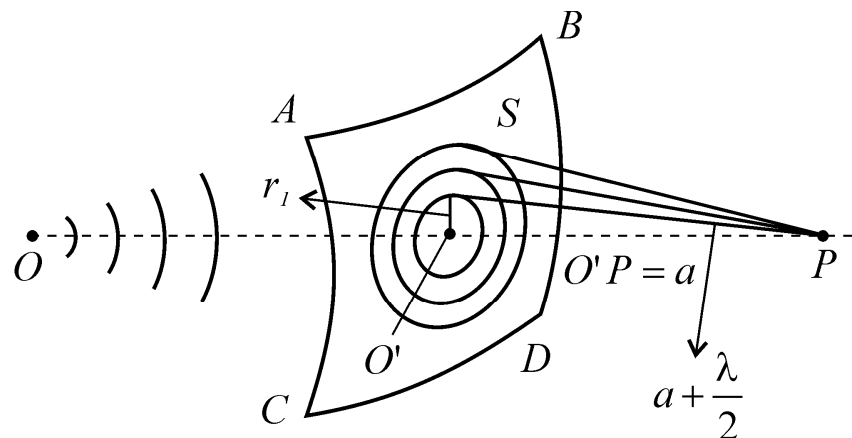
Površina susjednog prstena: $p_2 = r_2^2 \pi - r_1^2 \pi \Rightarrow p_2 = 2r_1^2 \pi - r_1^2 \pi = r_1^2 \pi$

Površina sljedećeg prstena: $p_3 = r_3^2 \pi - r_2^2 \pi \Rightarrow p_3 = 3r_1^2 \pi - 2r_1^2 \pi = r_1^2 \pi$

→ *Svi prsteni ili zone imaju jednake površine!*

$$p_1 = p_2 = p_3 = \dots = r_1^2 \pi$$

Fresnelov ogib 6



$$r_n = \sqrt{na\lambda} = \sqrt{n} \cdot r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Jer je amplituda valova svake zone razmjerna površini zone →
Amplitude emitiranih valova iz pojedinih zona su jednake.

Ipak, amplitude valova koji dolaze u točku P neće biti jednake, jer su različite udaljenosti pojedinih zona od točke P. →

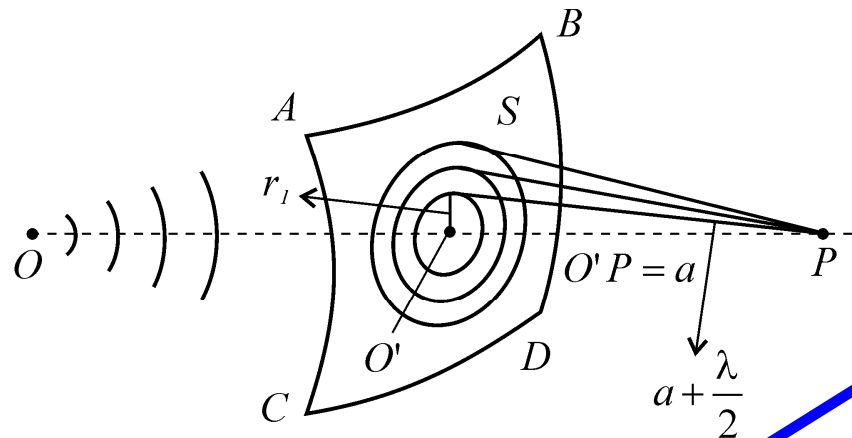
Udaljenije zone imaju manje amplitude A_i ($i = 1, 2, 3, \dots$).

Treba uzeti u obzir da su amplitude susjednih zona u protivnoj fazi, tj. neparne zone imaju jedan predznak amplitude, dok parne zone imaju suprotan predznak amplitude.

Rezultantna amplituda u točki P:

$$A_r = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_n$$

Fresnelov ogib 7



$$r_n = \sqrt{na\lambda} = \sqrt{n} \cdot r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$A_r = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_n$$

Budući da amplitude opadaju jednoliko. → Možemo za pojedine amplitude uzeti da su aritmetičke sredine amplituda susjednih zona, tj.

$$A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2} \quad A_4 = \frac{A_3 + A_5}{2} \quad \dots$$

$$A_r = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) \dots \rightarrow$$

Zbrajanje članova reda daje u zagradama vrijednost ničice! →

Od svih članova reda preostaje prvi član, jer ostatak možemo zanemariti:

Fresnelov ogib 8

Površina S predstavljena s parnim brojem Fresnelovih zona ($2n$): \rightarrow ostatak reda je oblika: $A_{2n-1}/2 - A_{2n}$

Za neparan broj zona ($2n+1$) \rightarrow Ostatak reda ima oblik člana: $A_{2n+1}/2$.

Amplitude opadaju jednoliko. \rightarrow Za veliki broj zona ostatak reda u oba gore navedena slučaja je približno nula.

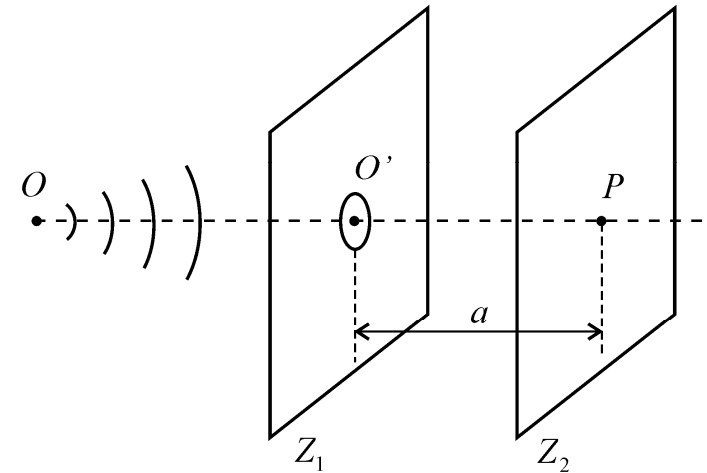
Zaključak: Uzimamo približno da rezultantna amplituda odgovara polovici amplitude prve zone, tj. da vrijedi:

$$A_r \approx \frac{A_1}{2}$$

Fresnelov ogib 9

$$r_n = \sqrt{na\lambda} = \sqrt{n} \cdot r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad A_r \approx \frac{A_1}{2}$$

Promatramo Fresnelovu difrakciju na kružnom otvoru, eksperimentalno:



Iz izvora O pada svjetlost na zastor Z_1 s kružnim otvorom i pripadnim središtem O' ; na zastor Z_2 mogu dolaziti valovi samo iz tog otvora (O').

Amplituda svjetlosti u točki P, (točki koja leži na zastoru Z_2 i udaljena je za a od O') zavisi o radijusu otvora (r_o).

Mijenjamo li radijus otvora i ugodimo tj. smanjimo ga tako da sadrži samo prvu Fresnelovu zonu \rightarrow

$$r_0 = r_1 = \sqrt{a\lambda}$$

Amplituda svjetlosti u točki P je $A_{r1} = A_1$ (samo 1 zona).

Dva puta veća nego u slučaju kad nema zastora Z_1 ($A_r = A_1/2$)

Fresnelov ogib 10

Dva puta veća nego u slučaju kad nema zastora Z_1 ($A_r = A_1/2$)

Dva puta veća amplituda \rightarrow Četiri puta veći intenzitet svjetlosti (i to se eksperimentalno može dobro uočiti).

Opravdanje za zahtjev iz uvodnog razmatranja ogiba kako se traži mali otvor (točkasti izvor svjetlosti) za pojavu ogiba.

Ako otvor sadrži dvije Fresnelove zone. \rightarrow Rezultantna amplituda svjetlosti u točki P je: $A_{r2} = A_1 - A_2$, što je vrlo blizu nule (jer je A_2 samo malo manji od A_1).

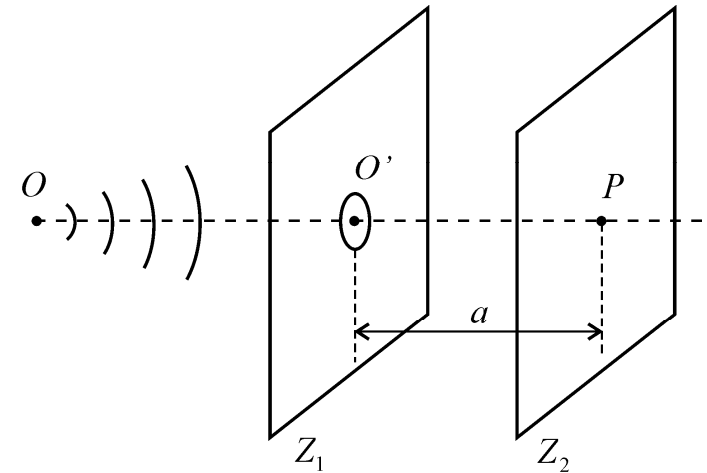
Otvor (O') sadrži tri Fresnelove zone \rightarrow Rezultantna amplituda je: $A_{r3} = A_1 - A_2 + A_3$, što je blizu vrijednosti A_3 , a to je povećanje s obzirom na A_{r2} , itd.;

Rezultantne amplitude se izmjenjuju kako povećavamo otvor i približavaju se vrijednosti $A_1/2$, što odgovara prethodno opisanom slučaju Fresnelovog ogiba bez zastora Z_1 .

Fresnelov ogib 11

$$r_n = \sqrt{na\lambda} = \sqrt{n} \cdot r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad A_r \approx \frac{A_1}{2}$$

Drugi dio pokusa: Otvor na zastoru Z_1 ostaje stalan, a udaljavamo zastor Z_2 , tj. povećavamo a . → Rastu radijusi zona, u skladu s jednažbom gore.



→ S povećanjem udaljenosti a biti će sve manji broj Fresnelovih zona na otvoru, pa će efekti na zastoru Z_2 biti kao u prethodnom razmatranju:

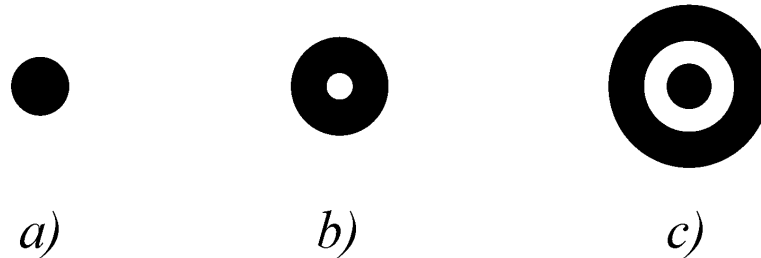
S povećanjem a izmjenjuje se i raste rezultatna amplituda svjetlosti dok središnja zona ne dostigne veličinu otvora (tada je $A_{r1} = A_1$).

Opravdanje za zahtjev: "Efekt ogiba svjetlosti je izraženiji za veću udaljenost točke P." (Ovo razmatranje je relativno, jer amplituda svjetlosti također se mijenja tj. opada s udaljenošću).

Fresnelov ogib 12

Primjer: Na zastor Z_2 postavimo fotografsku ploču. → Nastaju fotografski negativni s Fresnelovim figurama difrakcije.

Uz uvjete: $a = 8,5 \text{ m}$; $\lambda = 546 \text{ nm}$. → Mijenjamo kružni otvor. →

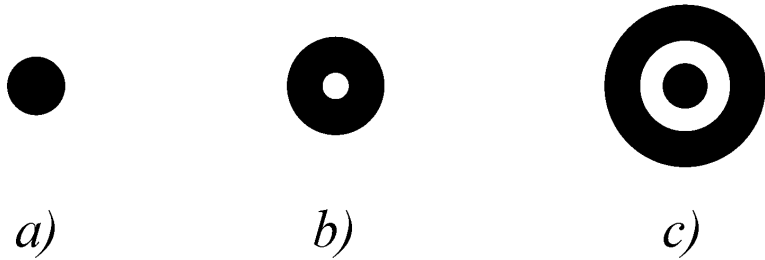


Mjerenje najvećeg promjera kružnih figura na negativu dalo je sljedeće vrijednosti: $2r_a = 4,3 \text{ mm}$; $2r_b = 6,1 \text{ mm}$ i $2r_c = 7,4 \text{ mm}$ (gdje se slova u indeksu odnose na oznaku slike).

Zadatak: Za računsku vježbu provjeriti slaganje eksperimentalnih radijusa kružnih figura s teorijskim predviđanjima, tj. pokazati da je

$$r_1 = r_a, r_2 = r_b \text{ i } r_3 = r_c.$$

Fresnelov ogib 13



Objašnjenje slika: Prvi tamni krug radijusa r_a (gustoća zacrnljenja na negativu razmjerna je intenzitetu svjetlosti) odgovara središnjoj Fresnelovoj zoni, dok gore druga slika (b) odgovara prvoj i drugoj zoni, a treća slika (c) predstavlja prve tri Fresnelove zone.

Rezultati pokusa su u skladu i s prethodnim razmatranjem intenziteta svjetlosti odnosno rezultatne amplitude u središnjoj točki (P):

- a) $A_{r1} = A_1$ (svijetla središnja točka ili zacrnljenje na negativu)
- b) $A_{r2} = A_1 - A_2$ (poništavanje svjetlosti, nema zacrnljenja u sred. točki)
- c) $A_{r3} = A_1 - A_2 + A_3$ (ponovno svijetla središnja točka ili zacrnljenje koje nastaje uglavnom od amplitude A_3).

Fresnelov ogib 14

Efekti difrakcije pojavljuju se i iza malih zapreka, kao što je žica ili igla, kada nastaju difrakcijske pruge.

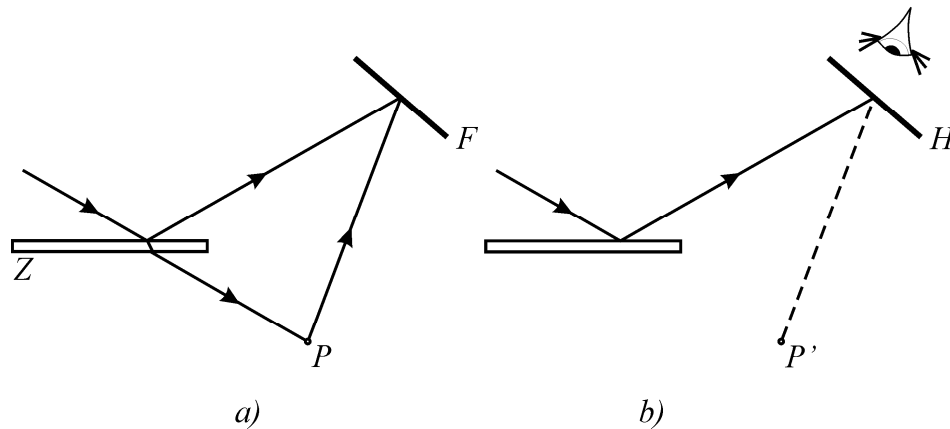
Posebno je zanimljiva difrakcija na neprozirnoj kružnoj pločici ili kuglici koja zaklanja manji broj središnjih Fresnelovih zona: središnja točka figura je uvijek svijetla. Obrazloženje za središnju svijetlu točku (rezultantna amplituda Fresnelovih zona u središnjoj točki odgovara polovici amplitude prve nezaklonjene prstenaste zone).

Pokus – Snop laserske monokromatske svjetlosti usmjerujemo na rub zapreke (kružni otvor ili rupica, žica, žilet, kuglica) i na zastoru motrimo figure difrakcije

Seminarski rad – zašto je nebo plavo !? (Veći ogib crvene svjetlosti na česticama atmosfere, pa u snopu bijele sunčeve svjetlosti preostaje više plave boje; također plavoj boji neba doprinosi i raspršenje sunčeve svjetlosti u interakciji s elektronima atoma zraka, koje je obrnuto razmjerno četvrtoj potenciji valne duljine svjetlosti).

Holografija

Seminar: Holografija = Potpuni zapis svjetlosnog vala.



- a) Izvedba holograma na filmu (F) za dani premet (P).
- b) Postupak rekonstrukcije s hologramom (H).

Polarizirana svjetlost

Od prije: Valna funkcija ravnog vala (elektromagnetski ravni val):

$$\vec{E}(t, z) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$$

Za promjene električnog polja tog vala, (giba se u smjeru osi z), kažemo da je linearno polarizirani ravni val, jer je vektorska funkcija $\vec{E}(t, 0)$ segment pravca, tj.

projekcija promjenjivog vektora električnog polja na ravninu (x, y) leži na jednom pravcu.

Promjene vektora polja $\vec{E}(0, z)$ zbivaju se u jednoj ravnini koju nazivamo ravnina titranja.

Linearno polarizirani val svjetlosti nazivamo i *planarno polariziranim valom*, ili kažemo da je val svjetlosti u *P-stanju*.

Polarizirana svjetlost 2

$$\vec{E}(t, z) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$$

Svaki linearno polarizirani val možemo prikazati kao da nastaje sastavljanjem dvaju linearno polariziranih i međusobno koherentnih ravnih ortogonalnih valova, određene i konstantne razlike faza δ .

Komponente linearno polariziranog vala prikazujemo u obliku:

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

Dva vala koji se šire u pozitivnom smjeru osi Oz, s razlikom faza δ

Rezultantni val je: $\vec{E}(t, z) = \vec{E}_x(t, z) + \vec{E}_y(t, z)$

Želimo da taj zbroj bude polariziran val. \rightarrow To je moguće za 2 slučaja:

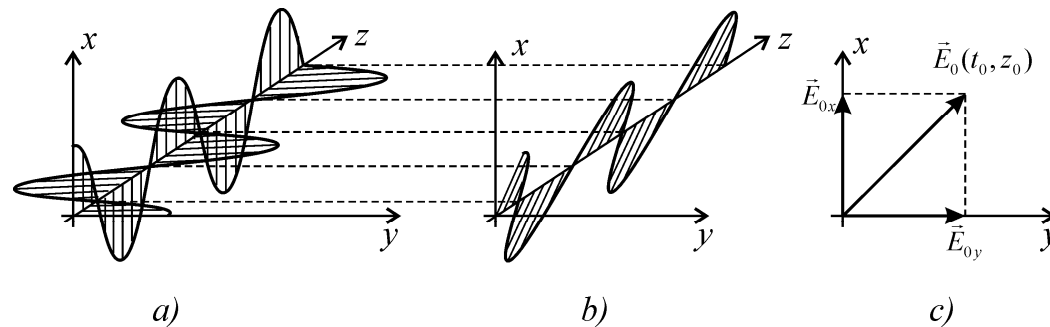
Polarizirana svjetlost 3

Dva slučaja: a) Komponentni valovi u fazi. \rightarrow Komponentni valovi koji imaju razliku faza: $\delta_a = \pm m2\pi$ (za $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) \rightarrow

$$\vec{E}_a(t, z) = (\vec{E}_{0x} + \vec{E}_{0y}) \cos(\omega t - kz)$$

b) Komponentni valovi u protufazi. Komponentni valovi koji imaju razliku faza: $\delta_a = \pm(2m+1)\pi$ (za $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) \rightarrow

$$\vec{E}_b(t, z) = (\vec{E}_{0x} - \vec{E}_{0y}) \cos(\omega t - kz)$$

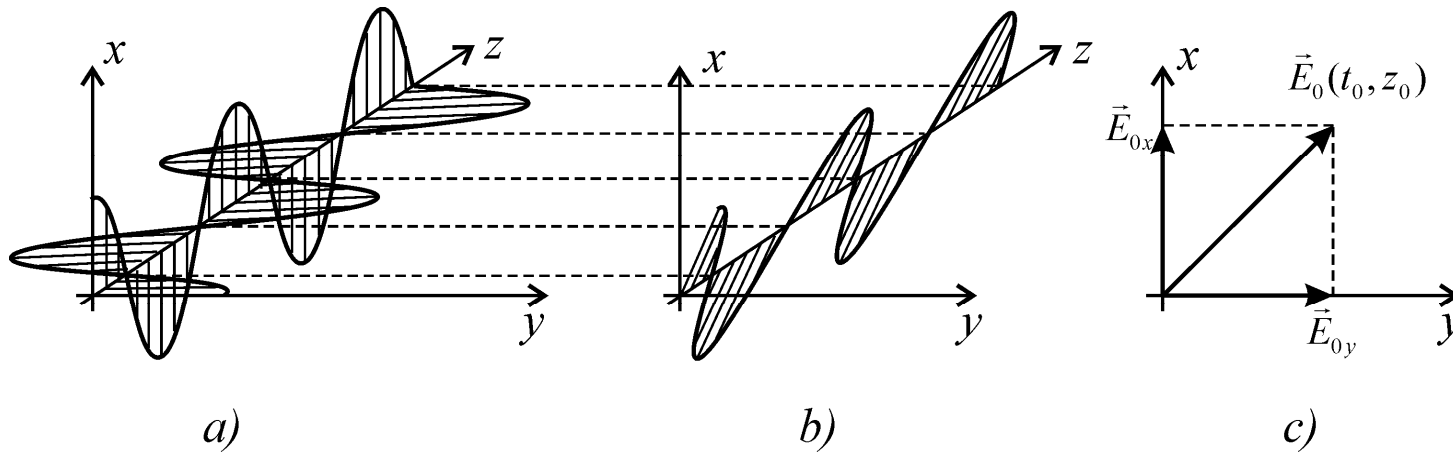


- a) Komponentni valovi u fazi;
- b) Rezultantni linearno polarizirani val;
- c) Vektorski odnos amplituda resultantnog vala i ortogonalnih komponentnih valova.

Polarizirana svjetlost 4

$$\vec{E}_a(t, z) = (\vec{E}_{0x} + \vec{E}_{0y}) \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_b(t, z) = (\vec{E}_{0x} - \vec{E}_{0y}) \cos(\omega t - kz)$$



U određenom trenutku (t_0) i položaju na osi širenja vala (z_0), amplituda rezultatnog električnog polja jednaka je vektorskom zbroju amplituda ortogonalnih valova (slika c):

$$\vec{E}_0(t_0, z_0) = \vec{E}_{0x} + \vec{E}_{0y}$$

Cirkularno polarizirani val

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

Cirkularno polariziran val ili C-stanje svjetlosnog vala pojavljuje se u dva oblika: u **L** (lijevo; left, engl.) i **R** (desno; right, engl.) – stanju.

L - stanje daju dva ortogonalna vala kada je njihova razlika faza:

$$\delta_L = -\pi/2 + 2m\pi \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \longrightarrow$$
$$\delta_L = \dots, 7\pi/2, 3\pi/2, -\pi/2, -5\pi/2, -9\pi/2$$

Razlika faza δ_L pretvara funkciju cosinus u sinus.

Ako su jednake amplitude valova: $E_{0x} = E_{0y} = E_0$

I ako vrijedi: $\vec{E}_{0x} = E_{0x} \vec{i}; \vec{E}_{0y} = E_{0y} \vec{j} \quad \longrightarrow$

Rezultantni val možemo pisati u sljedećem obliku:

$$\vec{E}_L(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) + \vec{j} (\sin(\omega t - kz)) \right]$$

Cirkularno polarizirani val 2

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

$$\vec{E}_L(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) + \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$

Osobitost ovog rezultantnog vektora je da njegov iznos ima stalnu vrijednost, npr. za $t = 0$ njegov iznos ili apsolutna vrijednost ima oblik:

$$|\vec{E}(0, z)| = \sqrt{E_0^2 (\vec{i}^2 \cos^2 kz + \vec{j}^2 \sin^2 kz)} = E_0 = konst.$$

Kvadrat jediničnog vektora je 1, zbroj kvadrata sinusa i kosinusa daje 1.

Zapravo se taj vektor električnog polja, stalnog iznosa, zakreće.

Ako promatramo profil vala u jednom trenutku, npr. za $t = 0$, uzduž osi z po kojoj se širi val. → Odaberemo neke karakter. vrijednosti, npr. $z_1 = 0$, $z_2 = \lambda/4$, $z_3 = 2\lambda/4$, $z_4 = 3\lambda/4$, itd., jednačba daje za vektore polja:

$$\vec{E}_{L1}(0, 0) = E_0 (\vec{i} \cos 0 + \vec{j} \sin 0) = E_0 \vec{i}$$

Cirkularno polarizirani val 3

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

$$\vec{E}_L(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) + \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$

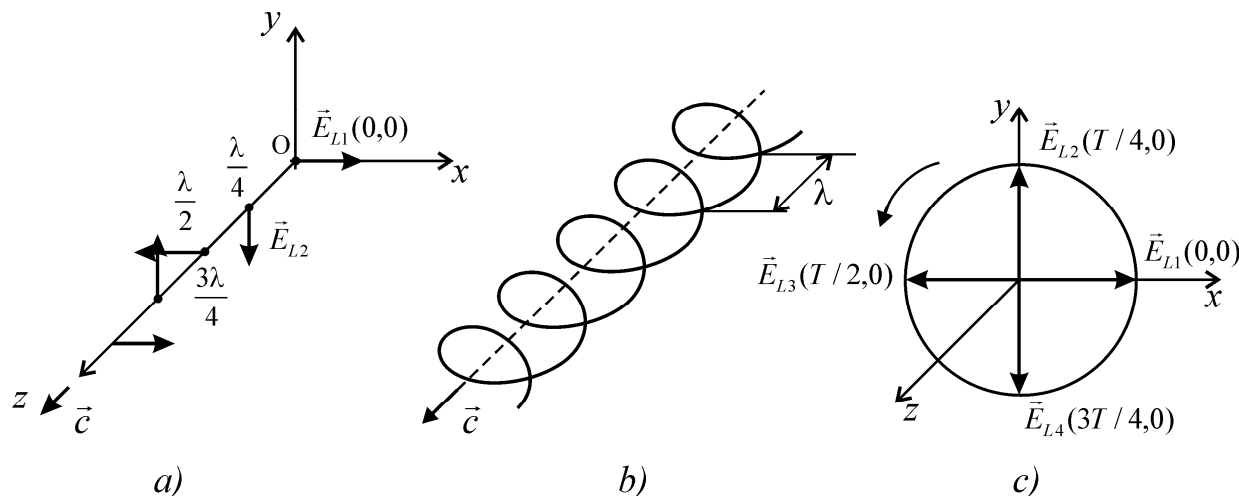
Ako promatramo profil vala u jednom trenutku, npr. za $t = 0$, uzduž osi z po kojoj se širi val. \rightarrow Odaberemo neke karakter. vrijednosti, npr. $z_1 = 0$, $z_2 = \lambda/4$, $z_3 = 2\lambda/4$, $z_4 = 3\lambda/4$, itd., jednačba daje za vektore polja:

$$\vec{E}_{L2} = E_0 \left(\vec{i} \cos(-k\lambda/4) + \vec{j} \sin(-k\lambda/4) \right) = -E_0 \vec{j} \quad \text{jer je:}$$

$$k\lambda/4 = \frac{2\pi}{\lambda} \lambda/4 = \pi/2$$

$$\vec{E}_{L3}(0, 2\lambda/4) = -E_0 \vec{i}$$

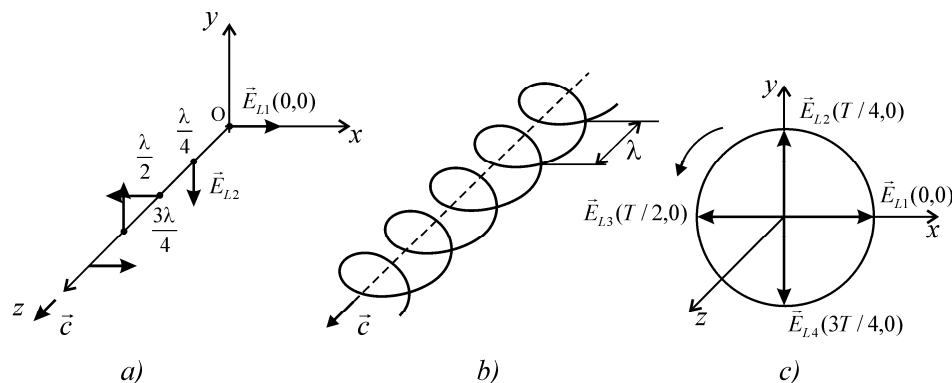
Slikovito:



- Položaji vektora el. polja za karakteristične vrijednosti z (os napredovanja vala).
- lijeva helikoida kao anvelopa krajeva vektora.
- vrtnja vektora polja oko osi z u ravnini x, y .

Cirkularno polarizirani val 4

$$\vec{E}_L(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) + \vec{j} (\sin(\omega t - kz)) \right]$$



Anvelopa (krivulja ovojnica) svih krajeva vektora opisuje lijevu helikoidu, tj. helikoidalnu krivulju koja napreduje u smjeru osi z po pravilu lijevog vijka.

Treća slika u nizu (**c**) prikazuje položaje vektora polja u ishodištu, odnosno u ravnini (x,y) , za karakteristične vrijednosti vremena (s obzirom na period T): $t_1 = 0$, $t_2 = T/4$, $t_3 = T/2$, i $t_4 = 3T/4$:

$$\vec{E}_{L1}(0, 0) = E_0 \vec{i}$$

$$\vec{E}_{L2}(T/4, 0) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega T/4) + \vec{j} \sin(\omega T/4) \right] = E_0 \vec{j} \quad \text{jer je:}$$

$$\omega T/4 = (2\pi/T)T/4 = \pi/2$$

$$\vec{E}_{L3}(T/2, 0) = -E_0 \vec{i}$$

$$\vec{E}_{L4}(3T/4, 0) = -E_0 \vec{j}$$



Slika (**c**): \rightarrow Vrtnja vektora polja u obrnutom smjeru kazaljke na satu.

Cirkularno polarizirani val 5

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz) \qquad \vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

R – stanje daju dva ortogonalna vala kada je njihova razlika faza:

$$\delta_R = \pi/2 - 2m\pi \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \longrightarrow$$

$$\delta_R = \dots, -7\pi/2, -3\pi/2, \pi/2, 5\pi/2, 9\pi/2, \dots$$

Razlika faza δ_R pretvara funkciju cosinus u sinus.

Uz jednake amplitude komponentnih valova, slično prethodnom razmatranju, slijedi za rezultatni **desno polarizirani val**:

$$\vec{E}_R(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) - \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$

Sličnim postupcima kao kod lijevo polariziranog vala, gornja jednažba daje za R – stanje profil vala u određenom trenutku, npr., za $t = 0$:

$$\vec{E}_R(0, z) = E_0 (\vec{i} \cos kz + \vec{j} \sin kz)$$

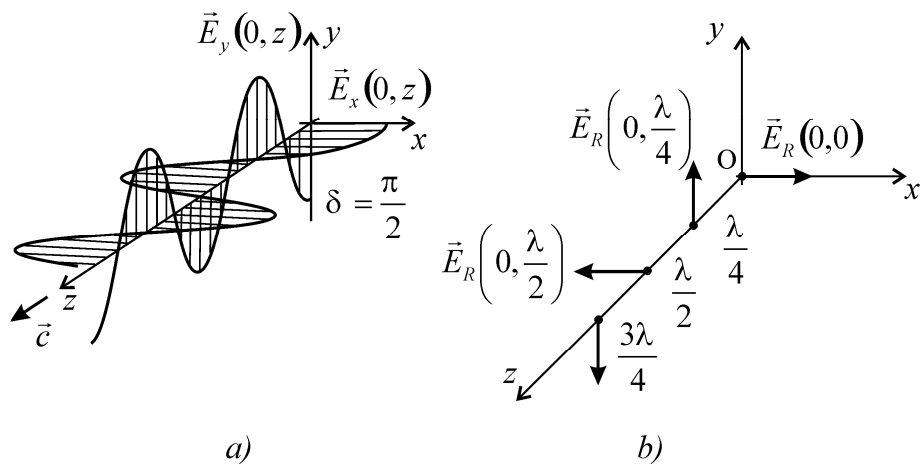
Cirkularno polarizirani val 6

$$\vec{E}_x(t, z) = \vec{E}_{0x} \cos(\omega t - kz)$$

$$\vec{E}_y(t, z) = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

$$\vec{E}_R(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) - \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$

Određivanje vrijednosti polja kod karakterističnih vrijednosti z , poput prethodnog slučaja, ima u rezultatu oblike vektora električnog polja:



- a) Dva komponentna ortogonalna vala desno polariziranog vala, s razlikom u fazi $\pi/2$;
- b) položaji vektora $\vec{E}_R(0, z)$ za karakteristične vrijednosti z .

Na isti način dobivamo anvelopu svih krajeva vektora, koja ovdje ima oblik desne helikoide, što opravdava naziv desno polariziranog vala.

→ Vrtnja vektora oko osi z u ravnini (x, y) , ali u ovom slučaju, R – stanja, vektor se zakreće u smjeru kazaljke na satu.

Cirkularno polarizirani val 7

Superpozicija lijevo i desno polariziranog vala daje linearno polarizirani val dvostruke amplitude ili P – stanje, što pokazuje zbroj vektora:

$$\vec{E}_L(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) + \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$

$$\vec{E}_R(t, z) = E_0 \left[\vec{i} \cos(\omega t - kz) - \vec{j} \sin(\omega t - kz) \right]$$



$$\vec{E}_L(t, z) + \vec{E}_R(t, z) = 2E_0 \vec{i} \cos(\omega t - kz)$$

Vrijedi i obrnuti postupak; *svaki val u P – stanju možemo rastaviti u dva komponentna vala od kojih je jedan u R i drugi u L – stanju.*

Eliptički polarizirani val

Nastaje sastavljanjem međusobno koherentnih linearno polariziranih valova, što se označuje kao *ϵ - stanje svjetlosti*.

Eliptički polarizirani val dobijemo ako za komponente uzmemo ortogonalne valove, u P – stanju:

$$\vec{E}_\epsilon(t, z) = E_{0x} \vec{i} \cos(\omega t - kz) + E_{0y} \vec{j} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

Slično prethodnom razmatranju, za neku stalnu vrijednost prostorne koordinate, npr. za $z = 0$, gornja jednažba poprima oblik:

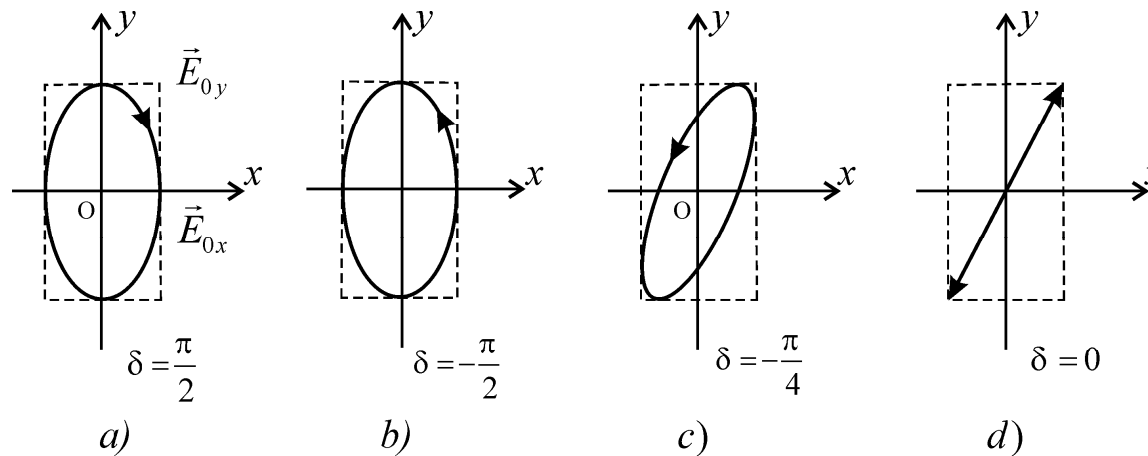
$$\vec{E}_\epsilon(t, 0) = E_{0x} \vec{i} \cos \omega t + E_{0y} \vec{j} \cos(\omega t + \delta)$$

Ova jednažba predstavlja parametarski oblik jednažbe elipse (lijevi ili desni smisao).

Oblik elipse, koju opisuje kraj vektora *$E_\epsilon(t, 0)$* , određen je veličinom amplituda komponentnih valova i razlikom njihovih faza.

Helikoida, koju generira vektor *$E_\epsilon(0, z)$* , namotana je ovdje na cilindar eliptične baze.

Eliptički polarizirani val 2



Elipse koje opisuje kraj vektora za odnos amplituda $E_{0y} = 2E_{0x}$ i za razlike faza:

- a) $\delta = \pi/2$;
- b) $\delta = -\pi/2$;
- c) $\delta = -\pi/4$;
- d) $\delta = 0$ (degeneracija elipse u pravac).

Polarizirana svjetlost

Polarizacija je moguća samo za transverzalne valove!

Obična svjetlost, koju emitiraju atomi ili molekule, npr. užarenih tijela ili pri električnom izboju i plinovima, nepolarizirana je.

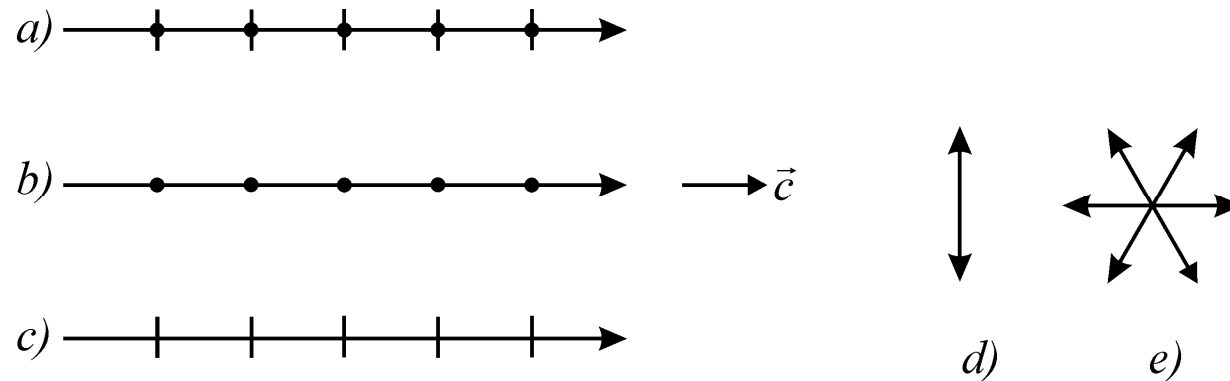
Objašnjenje: Pojedini atomi odašilju određene polarizirane valove, ali se u snopu svjetlosti nalazi mnoštvo valova iz različitih atoma, a onda su to valovi i s različitim ravninama (smjerom) polarizacije.

Kako ni jedan smjer ne prevladava (svi smjerovi polarizacije jednako su vjerojatni), govorimo o svjetlosti koja nije polarizirana.

Ravninu, u kojoj titra električni vektor elektromag. vala, nazivamo **ravninom titranja**, dok (zbog povijesnih razloga) ravninu titranja magnetskog vektora nazivamo **ravninom polarizacije** (koja je dakle okomita na ravninu titranja električnog polja).

Polarizirana svjetlost 2

Uobičajeno je nepolariziranu odnosno običnu svjetlost označavati zajedno točkama i crticama na orijentiranom pravcu (zrakastom smjeru širenja svjetlosnog vala), dok linearno polarizirani val predstavljamo samo točkama (tada je ravnina titranja električnog polja okomita na ravninu crtanja) ili usporednim crticama na zraki vala (ravnina titranja E polja leži u ravnini crtanja), kako pokazuje slika:



Označavanje svjetlosnog vala s obzirom na stanje polariziranosti:
a) obična svjetlost; b) linearno polarizirana svjetlost s ravninom titranja električnog polja koja je okomita na ravninu crtanja;
c) linearno polarizirana svjetlost s ravninom titranja u ravnini crtanja; d) linearno polarizirana svjetlost; e) obična svjetlost.

Djelomično polarizirana svjetlost

Općenito svjetlost nije ni polarizirana niti nepolarizirana (što bi moglo značiti da dva ortogonalna vala u P – stanju nemaju jednake amplitude ili da promjene njihove razlike faza nisu potpuno slučajne).

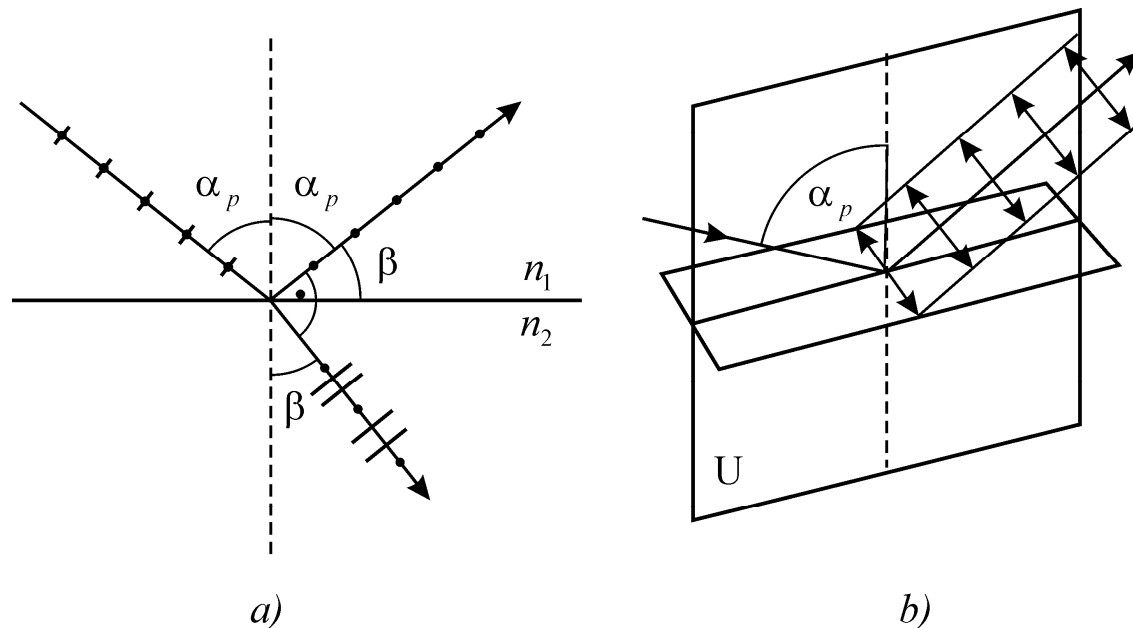
Tada kažemo da je svjetlost parcijalno polarizirana, čija je mjera stupanj polarizacije (p), koji odgovara kvocijentu toka polarizirane svjetlosti (Φ_P) i toka ukupne svjetlosti (zbroj polarizirane i nepolarizirane svjetlosti, $\Phi_P + \Phi_N$, ili kraće: $p = \Phi_P / (\Phi_P + \Phi_N)$)

Umjesto toka može se također promatrati intenzitet svjetlosti.

Za potpuno polariziranu svjetlost stupanj polarizacije je 1, a za potpuno nepolariziranu svjetlost je $p = 0$; dakle, općenito stupanj polarizacije za svjetlost može biti: $0 \leq p \leq 1$

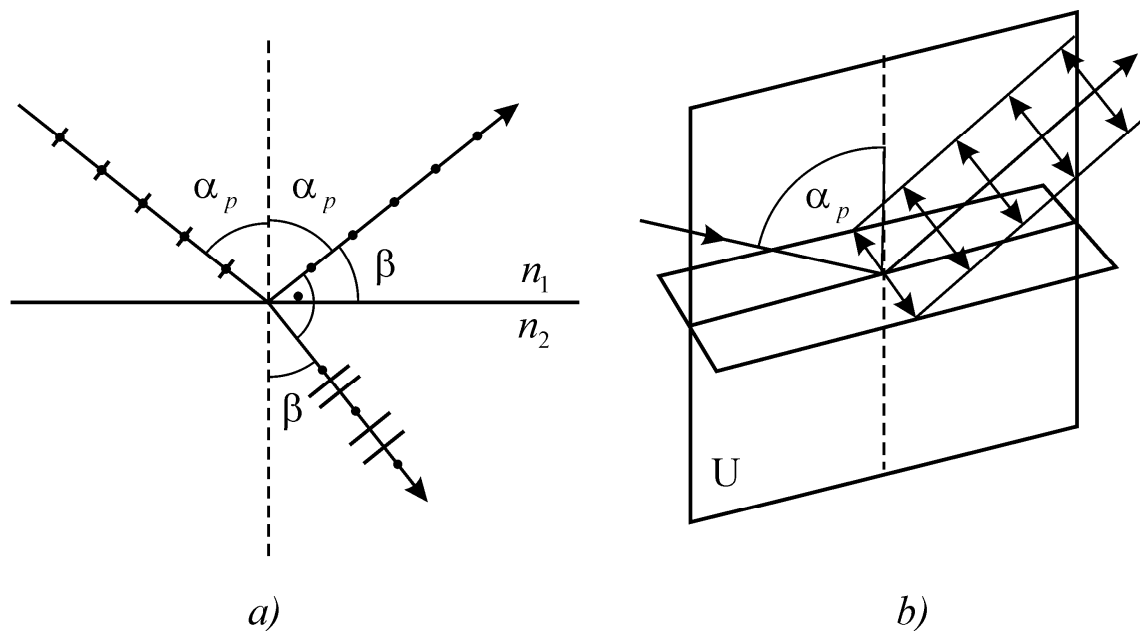
Polarizacija svjetlosti odbijanjem

Kad snop svjetlosti pada pod nekim kutom na graničnu plohu dvaju dioptara, npr. iz zraka na staklenu ploču, onda se svjetlost dijelom odbija a dijelom lomi; odbijena i lomljena zraka će biti polarizirane, odnosno djelomično polarizirane, s međusobno okomitim ravninama polarizacije.



Stupanj polarizacije zavisi o upadnom kutu, a najbolju polarizaciju dobivamo kad su odbijena i lomljena zraka svjetlosti međusobno okomite. →

Polarizacija svjetlosti odbijanjem 2



Zbroj kutova upada i loma je pravi kut, tj. vrijedi: $\alpha_p + \beta = 90^0$

$\longrightarrow \sin \beta = \cos \alpha_p \longrightarrow$

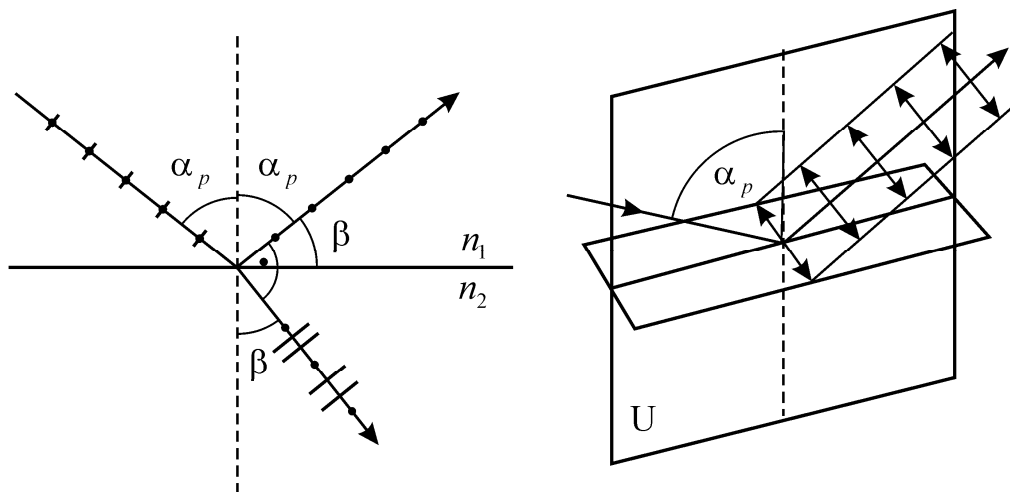
Zakon loma svjetlosti poprima sljedeći oblik:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_p}{\cos \alpha_p} = \operatorname{tg} \alpha_p$$

Brewsterov zakon.

Brewsterov kut (α_p) = Upadni kut s najvećim stupnjem polarizacije.

Polarizacija svjetlosti odbijanjem 3



$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_p}{\cos \alpha_p} = \operatorname{tg} \alpha_p$$

Iskustvo: → Kad je odbijena zraka svjetlosti okomita na lomljenu zraku, onda je odbijena zraka u potpunosti linearno polarizirana, tako da je ravnina titranja električnog polja okomita na upadnu ravninu U.

Primjer: Za zrak i staklenu ploču, s relativnim indeksom loma $n_2/n_1 = 1,53$ → Brewsterov kut je 57°

Na ploči se odbija samo manji dio svjetlosti, oko 8 %, a preostali dio svjetlosti prolazi kroz ploču djelomično polariziran (djelomično polarizirana zraka označena je izmjenično s crticama i točkama).

Proces polarizacije poboljšava se tako da se upotrijebi više paralelnih ploča te prolazna svjetlost poprima sve veći stupanj polarizacije.

Polarizacija svjetlosti odbijanjem 4

Polarizator = Svaki uređaj koji propušta valove, u kojima električno polje ima samo jednu ravninu titranja.

Dobivanje polarizirane svjetlosti iz nepolarizirane uvijek je rezultat interakcije elektromagnetskog vala i tvari (npr. refleksije i refrakcije).

Proučavanje pol. svjetlosti. → Vrlo često koristimo intenzitet svjetlosti, kao snagu zračenja vidljive svjetlosti, što pada na jedinicu površine.

Ustvari, pratimo proces pretvaranja svjetlosne energije u toplinu; → Proces je praćen povišenjem temperature tvari. → Pripadni mjerni uređaj, ***bolometar***, radi na principu električnog mikrotermometra odnosno mikrokalorimetra na koji upada elektromagnetsko zračenje.

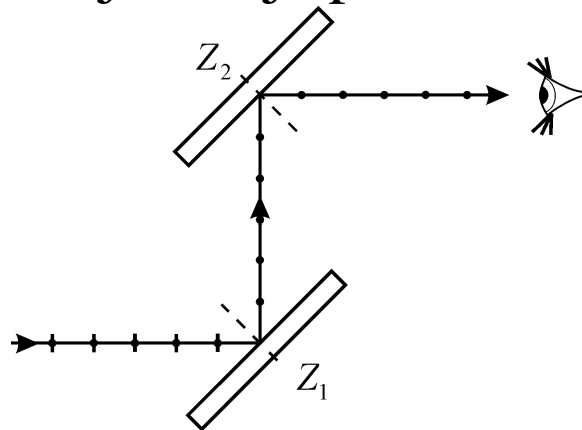
Bolometar se baždari s poznatim intenzitetom svjetlosti, npr. pomoću fotoelektričnog elementa, ionizacijom plina, i dr.

Kao detektor polarizirane svjetlosti može biti i oko.

Polarizacija svjetlosti odbijanjem 5

Pokus – Raspolažemo s dvije staklene planparalelne ploče i snopom (izvorom) obične svjetlosti koju želimo polarizirati, a zatim analizirati (ustanoviti stanje polariziranosti).

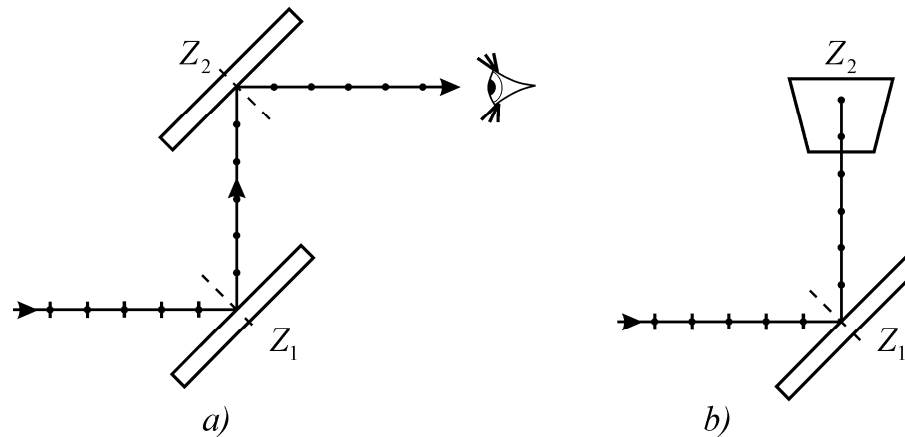
Kad su ploče postavljena usporedo i pod povoljnim kutom najveće polarizacije s obzirom na upadni snop svjetlosti (Brewsterov kut), onda se polarizirana svjetlost odbija od druge ploče (Z_2), a što oko detektira kao svjetlost, ali ne prepoznaje stanje polariziranosti.



Zakrećemo drugo zrcalo (Z_2) prostorno oko osi ili pravca na kojem leži zraka odbijena od prvog zrcala (Z_1). → Okom zamjećujemo kako opada intenzitet svjetlosti odbijene zrake od drugog zrcala.

Polarizacija svjetlosti odbijanjem 6

Zakrenemo zrcalo u istom smislu za $90^\circ \rightarrow$ Svjetlost odbijenog snopa potpuno iščezava. \rightarrow Linearno polarizirana svjetlost je apsorbirana pri refleksiji na zrcalu Z_2 , jer je ravnina titranja upadne svjetlosti okomita na ravninu zrcala.



Općenito, analizatoru se može pripisati određeni pravac (okomit na smjer širenja vala) u kojemu analizator propušta vektor titranja polja, i to je os transmisije ili os analizatora; val koji titra okomito na os transmisije ne prolazi kroz analizator.

Dvolom

Kada nepolarizirana svjetlost prolazi kroz površinu nekih kristala, takozvanih *dvolomaca*, onda se zraka svjetlosti dijeli na dvije lomljene polarizirane zrake različitih svojstava.

Najpoznatiji dvolomci, su kalцит (kalcij-karbonat, poznat i kao Islandski dvolomac) i kvarc.

Kalцит je heksagonski kristal (ili kristal heksagonskog sustava) s jednom osi simetrije, koja se naziva optičkom osi kristala.

Optički jednoosi kristali imaju samo jedan skup pravaca, usporednih s osi simetrije, duž kojih se svjetlost širi kao u izotropnom sredstvu, pa se Snellov zakon loma primjenjuje samo uzduž tih pravaca.

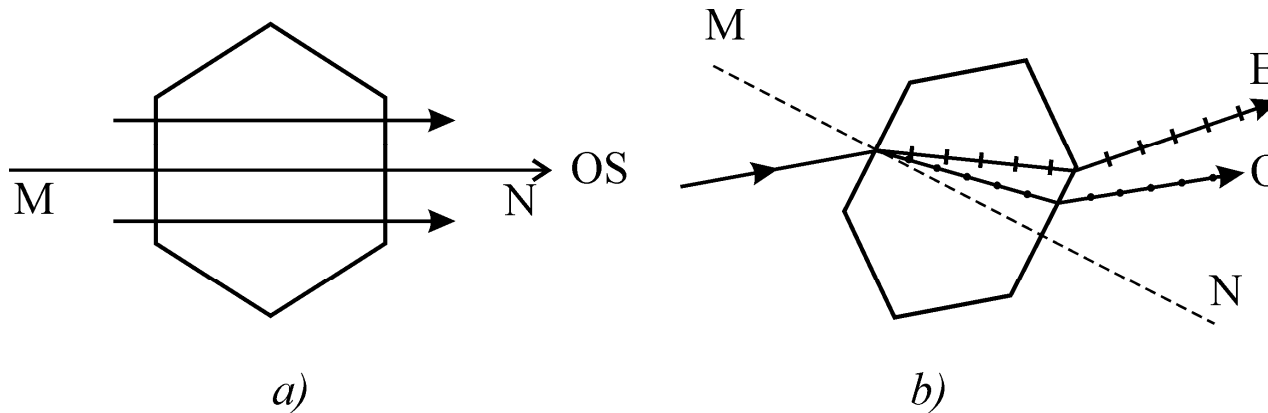
Kristale s jednom osi simetrije nazivamo jednoosim kristalima.

Kristali kubnog sustava su svi izotropni (nemaju optičke osi).

Kristali poput tinjca (liskun) su dvoosi kristali.

Dvolom 2

Primjer: Jednoosi kristal kalcit. → Heksagonska prizma kao osnovna jedinica. → Njena os simetrije predstavlja optičku os kristala

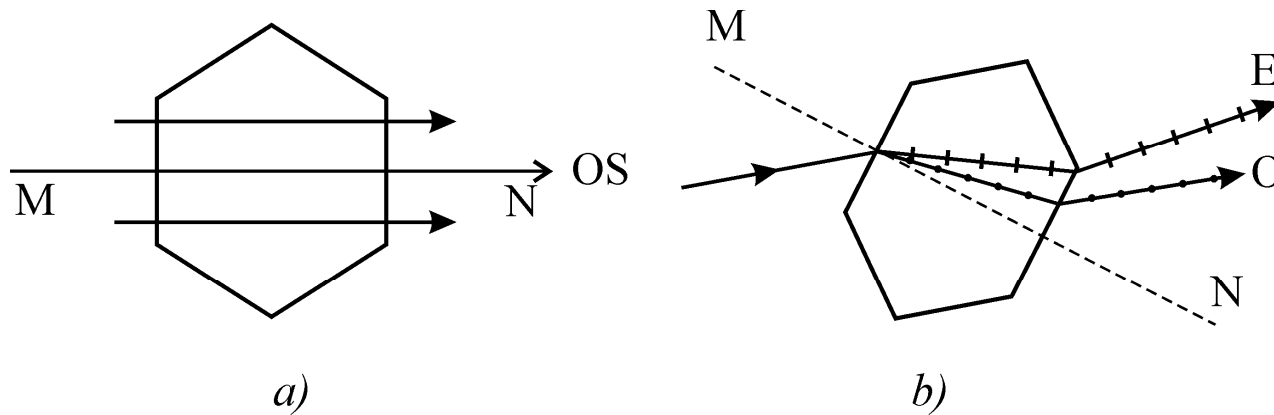


a) Obična svjetlost kroz kristal kalcit uzduž optičke osi → Nema pojave dvoloma.

b) Svjetlost pada na kristal pod nekim kutom s obzirom na optičku os. → Upadna zraka će biti rastavljena na dvije linearno polarizirane zrake: ordinarnu (O, ili redovnu) i ekstraordinarnu (E, ili izvanrednu) zraku.

Ordinarna i ekstraordinarna zraka imaju različit zakon loma:

Dvolom 3



Ordinarna i ekstraordinarna zraka imaju različit zakon loma:

O zraka \rightarrow Indeks loma je stalan, ne zavisi o upadnom kutu, i iznosi $n_o = 1,66 \rightarrow$

Brzina svjetlosti O zrake je ista u svim smjerovima kristala ($v_o = c/n_o$)

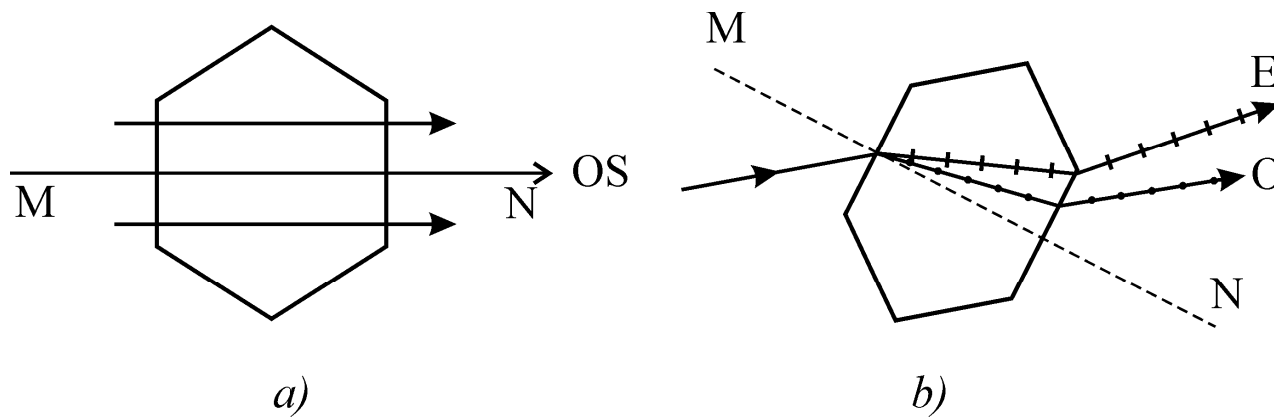
Za E zraku indeks loma, n_e , zavisi o upadnom kutu.

Uzduž optičke osi, indeksi obiju zraka su jednaki ($n_e = n_o = 1,66$).

Za upadni kut od 90° $n_e = 1,49$ (tj., n_e je funkcija upadnog kuta zrake) .

\rightarrow Brzina svjetlosti E zrake u smjerovima različitim od optičke osi kalcita, veća je nego za O zraku.

Dvolom 4



Uobičajena je oznaka za kristale s obzirom na odnos brzina O i E zrake:

Kada je $v_o > v_e$, kristal nazivamo pozitivnim.

Za kristal koji ima $v_o < v_e$ kažemo da je negativan

Kalcit je, dakle, negativan kristal.

Analizatori – Uređaji za određivanje ravnine polarizacije odnosno ravnine titranja električnog polja.

Analizatori → Za kalcit daju odnos polariziranih zraka kao na slici gore, tj. O i E zrake su međusobno okomito polarizirane.

Dvolom 5

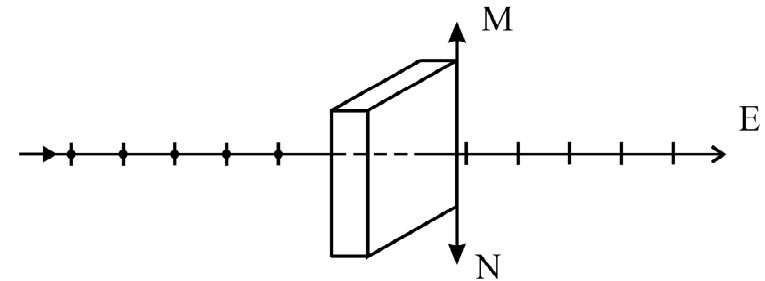
Pojednostavljeno obrazloženje pojave dvoloma: U anizotropskim kristalima (svi kristali osim kristala kubnog sustava) interakcija između elektronskog oblaka i kristalne rešetke je različita u različitim kristalografskim smjerovima. Stoga je i frekvencija elektrona zavisna o smjeru upada svjetlosnog vala koji uzrokuje dodatni pomak u titranju elektrona.

Dvolom je otkriven u drugoj polovici 17. stoljeća, a stotinjak godina kasnije uveden je naziv "*polaran*" i *polarizirana svjetlost* (jer je pojava dvoloma zrake svjetlosti opisana kao polarno svojstvo (slično polovima magneta); naziv se zadržao, očito, samo zbog povijesnih razloga).

Anizotropna apsorpcija

Anizotropna apsorpcija ili dikromatizam = Pojava koja nastaje u nekim kristalima koji različito apsorbiraju redovnu (O) i izvanrednu (E) zraku svjetlosti (primjerice, u kristalu turmalina i herapatita).

Primjer: Snop obične svjetlosti pada okomito na optičku os pločice *turmalina* (debljine nekoliko mm), onda se O zraka potpuno apsorбира, a prolazi samo izvanredna, E, zraka:



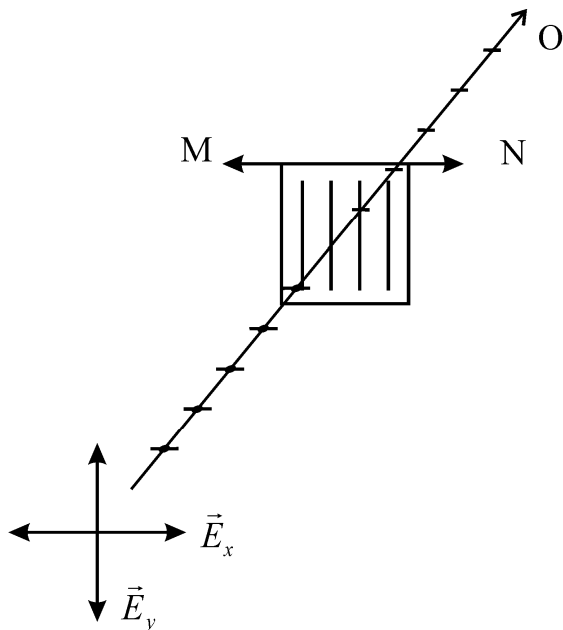
Objašnjenje daje elektronska teorija: → Pojava u kojoj se elektromagnetski valovi potpuno apsorbiraju, kad je frekvencija valova blizu frekvenciji elektronskog oblaka.

Anizotropna apsorpcija 2

Primjer2: Kristal herapatit. → Propušta polariziranu O zraku, dok potpuno apsorbira E zraku.

Kad se tanki sloj kristala herapatita nanese na film od želatine (polivinil klorida), dobije se polarizator u obliku folije ili filma s nazivom polaroid.

Polaroid (pojednostavljen prikaz) - Folija od polivinil klorid na kojoj su lančano poredani atomi joda kao paralelni "žičani" vodiči.

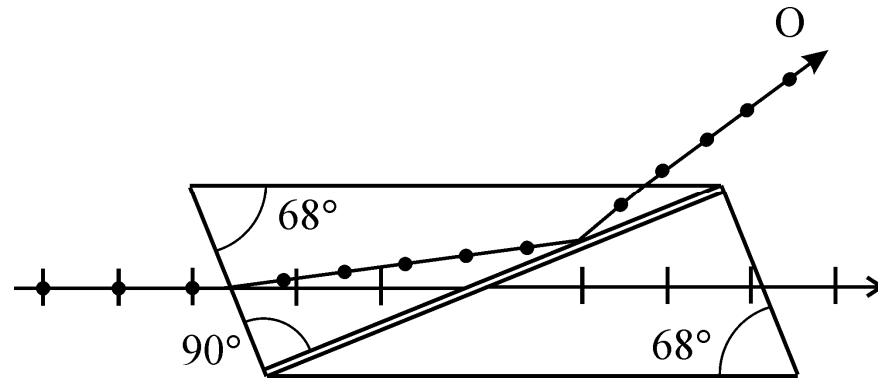


U snopu obične svjetlosti električno polje uzduž "žice" stvara titraje električne struje koja oslobađa dijelom Jouleovu toplinu, pa se E_y komponenta električnog polja apsorbira, dok njoj okomita komponenta E_x prolazi. → Određena polarizatorska os transmisije polaroida.

Ulaze $E_x + E_y$, a izlazi samo E_x .

Anizotropna apsorpcija 3

Nicolova prizma - Izgrađena od kalcita. Za dobivanje linearno polarizirane svjetlosti. → Eliminira O polariziranu zraku.



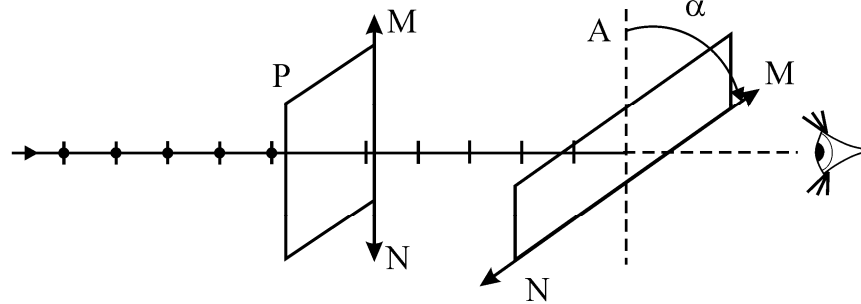
Prizme kristala su tako brušene i slijepljene prozirnim kanada-balzomom da se O zraka totalno odbija na spojnici prizama (i onda obično apsorbira u nekoj tamnoj omotnici oko prizme), dok E zraka prolazi kroz obje prizme i služi kao linearno polarizirana svjetlost.

Poznate su i druge slične izvedbe polarizatora s dvolomcem; npr.

Rochonova prizma → Eliminira se E zraka, dok se kao polarizirana svjetlost koristi ordinarna zraka (obje prizme s pravim vršnim kutom, izrađene npr. od kvarca, spojene su tako da imaju međusobno okomite optičke osi).

Malusov zakon

Pokus: Polarizator (P) i analizator (A), kao na slici. → Zakrećemo analizator u ravnini okomitoj na pravac širenja svjetlosti. → Uz povećanje kuta intenzitet prolazne svjetlosti kroz A opada.



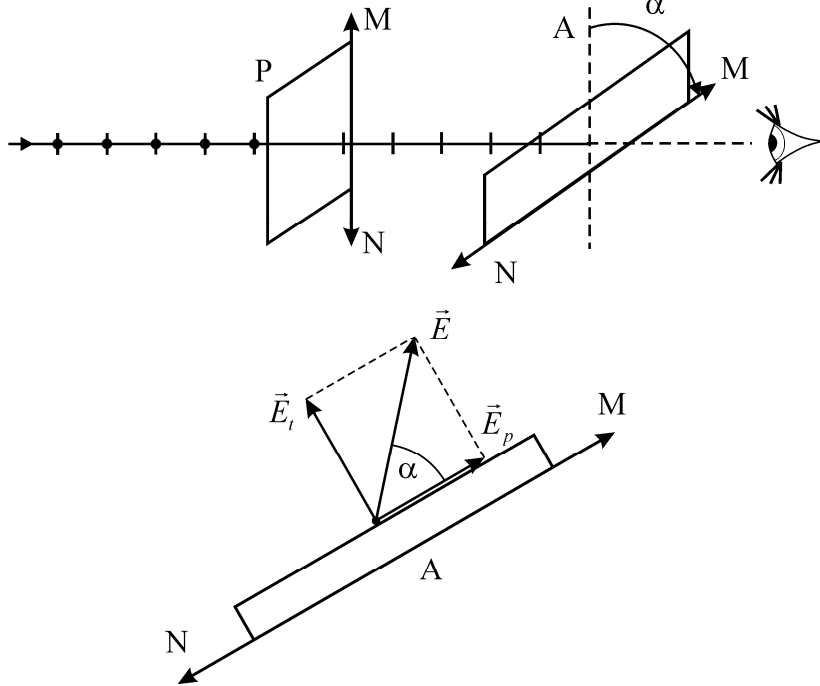
Obična svjetlost pada na polarizator, polarizira se, i zatim pada na drugi polarizator, koji ima ulogu analizatora, a njihove osi transmisije mogu biti ukrižene, tj. pod nekim kutom α .

Kada su P i A ukriženi pod 90° → Prolazna svjetlost iščezava.

Malusov zakon = Matematički opis pokusa.

Malusov zakon 2

Neka ravnina titranja polja polarizirane svjetlosti upada na analizator pod nekim kutom α s obzirom na os transmisije.



Odnos vektora električnog polja E i njegovih ortogonalnih komponenti, od kojih je komponenta E_p paralelna s osi transmisije i prolazi kroz analizator. \rightarrow

$$E_p = E \cos \alpha$$

Jer je intenzitet svjetlosti (I) razmjernan kvadratu amplitude (E), taj odnos iskazujemo pomoću konstante (k) kao $I = k E^2$. \rightarrow

$$kE_p^2 = kE^2 \cos^2 \alpha \quad \longrightarrow \quad I_p = I \cos^2 \alpha$$

Malusov zakon = Ovisnost upadnog intenziteta polarizirane svjetlosti (I) i intenziteta prolazne svjetlosti (I_p) kroz analizator

Primjene polarizatora

Polaroidna folija → Na fotokamerama smanjuje bljesak odbijene svjetlosti npr. od prozorskog stakla ili vodene površine.

Naočale s polarizatorom sa sličnom namjenom.

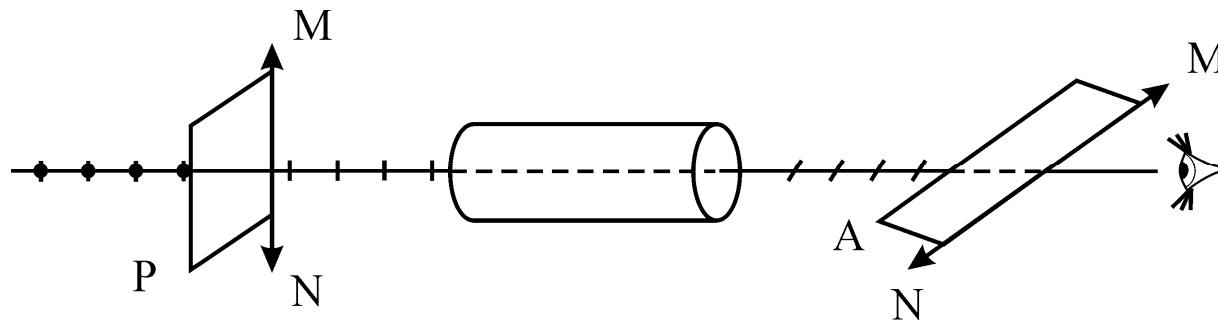
Prozori s dva stakla s polarizatorom od kojih jedno zakrećemo i tako smanjujemo jakost svjetla u prostoriji (umjesto zastora).

itd.

Optička aktivnost i polarimetrija

Polarimetrija = Mjerna metoda koja se služi polariziranom svjetlošću.

Postavimo dva polarizatora zaredom na putu snopa obične svjetlosti, tako da su njihove optičke osi međusobno okomite (tzv. ukriženi polarizatori). → Svjetlost neće prolaziti kroz drugi polarizator, tj. analizator, A (svjetlost je prethodno polarizirana prvim polarizatorom, P)



Stavimo jednu kivetu s otopinom šećera na put svjetlosti između polarizatora i analizatora. → Vidno polje iza analizatora opet posvijetli.

Zakrenemo li analizator za neki kut (tražeći minimum svjetlosti), vidno polje ponovno zatamni.

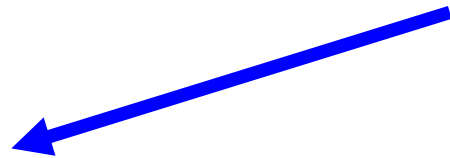
Optička aktivnost i polarimetrija 2

Zaključak: Otopina šećera zakreće ravninu polarizacije svjetlosti!

Tvari koje zakreću ravninu polarizacije svjetlosti, nazivamo optički aktivnim tvarima.

Kvarc je primjer kristala koji je također optički aktivan; kut zakreta ravnine polarizacije zavisi o duljini (d) štapa kristala odnosno materijala i boji svjetlosti; naime, vrijedi relacija:

$$\alpha = [\alpha] d$$



Specifični zakret (po jedinici duljine tvari) za određenu valnu duljinu svjetlosti.

Primjer: Za kvarc i crvenu i modru svijetlost specifični zakreti su:

$$[\alpha]_c = 17,32 \text{ } ^\circ / mm$$

$$[\alpha]_m = 41,92 \text{ } ^\circ / mm$$

Optička aktivnost i polarimetrija 3

Mnoge tekućine i otopine nekih tvari u vodi pokazuju optičku aktivnost (npr. nikotin, terpentin, saharoza, glukoza, vinska kiselina) ili otopine strihinina i kamfora u alkoholu, ...

Optičku aktivnost pokazuju tvari kod kojih molekule nemaju centar, niti ravninu simetrije.

Za otopine vrijedi slična relacija kao kod kristala, u koju se uvodi još koncentracija optički aktivne tvari (c ; iskazuje se obično kao broj grama tvari u 100 ml otopine):

$$\alpha = [\alpha]cd \quad \text{Biotov zakon (J. Biot, 18/19. st).} \quad \longrightarrow$$

Moguće je odrediti koncentraciju otopine c .

Mjeri se kut zakreta α . Poznavajući specifični zakret i duljinu kivete $d \rightarrow$

$$c = \frac{\alpha}{[\alpha]d}$$

Optička aktivnost i polarimetrija 4

Primjene polarimetrijskih metoda:

Identifikacija prirodnih organskih spojeva (primjerice, otrovnog ugljik-monoksida u krvi).

U rafinerijama šećera, pri mjerenjima koncentracije šećera u otopini.

Fresnelova teorija – Objasnjava pojavu zakreta ravnine polarizacije tako da se optički aktivnoj tvari pripisuje razdvajanje linearno polarizirane svjetlosti na dvije komponente cirkularno polarizirane svjetlosti sa suprotnim smjerom okretanja vektora polja (tj. na L i R – stanje).

Te dvije komponente C – stanja imaju različite brzine širenja kroz optički aktivnu tvar.

Po izlasku iz tvari obje se komponente spajaju u linearno polar. svjetlost.

Optička aktivnost i polarimetrija 5

Zbog (male) razlike optičkih putova nastaje fazna razlika titranja između komponenata, što pri superpoziciji tih valova L i R – stanja daje neku drugu ravninu titranja odnosno ravninu polarizacije, koja je općenito zakrenuta s obzirom na ravninu polarizacije upadne svjetlosti u optički aktivnu tvar.

Tako kut zakreta zavisi od fazne razlike, tj. razlike optičkih putova komponenata, što pak zavisi o duljini tvari (d).

Kad komponenta L – stanja ima veću brzinu od R - komponente, onda dolazi do zakreta ravnine polarizacije u lijevo za prolaznu svjetlosti kroz optički aktivnu tvar, i obratno (zakret ravnine polarizacije u desno).

Optička aktivnost je svojstvena prirodi. Svi kristali, koji su optički aktivni, imaju svoje antipode, tj. ista vrsta kristala može biti lijevo i desno optički aktivna.

Optička aktivnost i polarimetrija 6

Iskustvo pokazuje da otopine šećera zakreću ravninu polarizacije uvijek u desno (tj. u smjeru kazaljke na satu, ako se gleda protivno napredovanju svjetlosti), ali to svojstvo imaju i svi drugi produkti živih procesa, dakle, proteini, amino kiseline, nukleinske kiseline, i dr.

Čisti sintetički kemijski produkti, primjerice šećer, ne pokazuju optičku aktivnost, jer u smjesi ima podjednako optički lijevih i desnih molekula.

Živi organizmi asimiliraju jednu strukturu, npr. neke bakterije asimiliraju samo desnu strukturu tvari.

Asimetrija optičke aktivnosti je karakteristika samo živih procesa (primjerice, petrolej ima optičku aktivnost, što znači da ima organsko porijeklo; anorganska kemija ima jednake smjese lijevih i desnih struktura).

Uzrok organskoj asimetriji nije u potpunosti razjašnjen.