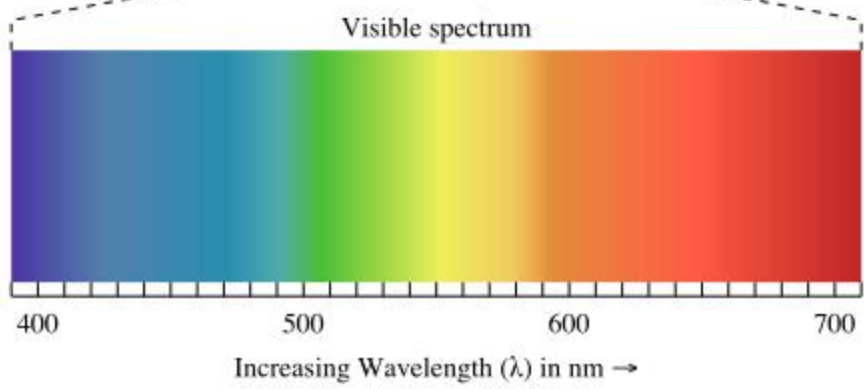
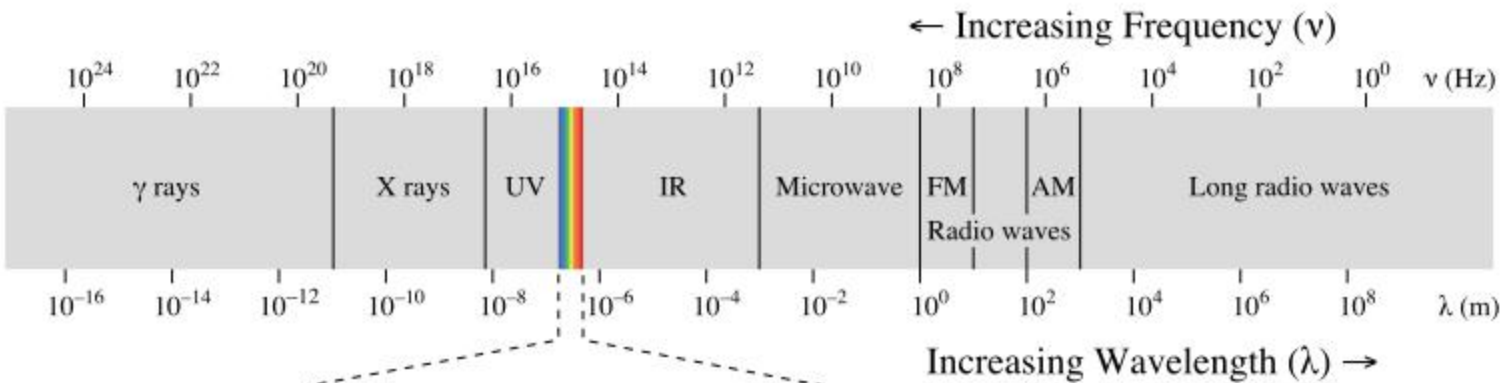


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

- Šviesos bangų diapazoną galima suskirstyti į tris sritis:
 - ultravioletinė sritis – 10-390 nm (3×10^{16} Hz – 7×10^{14} Hz),
 - matomoji 390–760 nm (7×10^{14} Hz – 4×10^{14} Hz),
 - infraraudonoji 760 nm – 1 mm (4×10^{14} Hz – 3×10^{11} Hz).



$$\nu \cdot \lambda = c$$

Ryšys tarp dažnio ir bangos ilgio

Fotonikos pagrindai

Bangų optika

•Daugelis eksperimentų tvirtina, kad šviesa sklinda aplinkose bangų pavidalu. Laisvoje aplinkoje (vakuume) šviesos bangos sklinda pastoviu greičiu $c_0=299792,4580 \text{ m/s}$ (30 cm/ns arba 0.3 mm/ps), tai yra fundamentalioji pastovioji ir tai įrodyta Maksvelo eksperimentu.

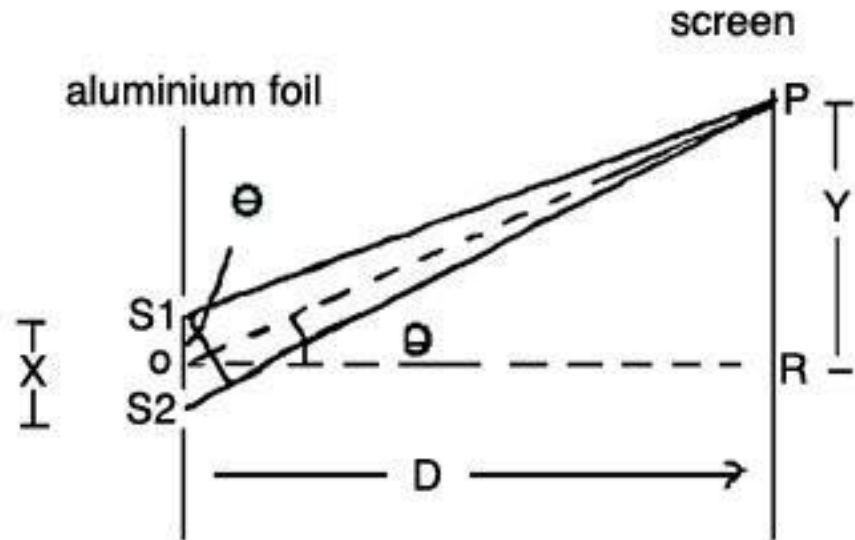
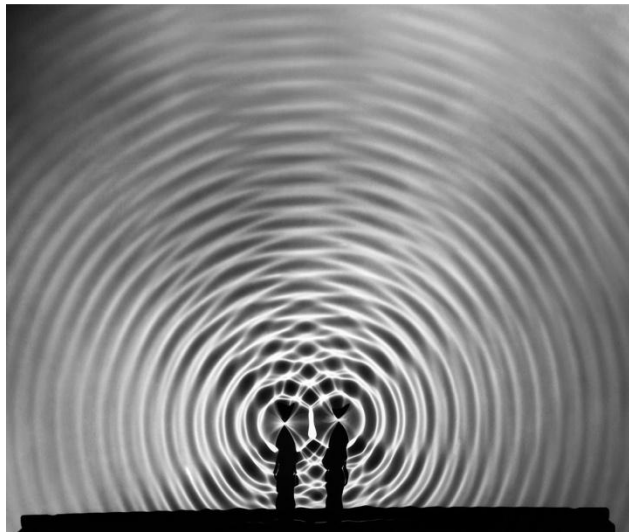
$$c = \frac{c_0}{n} \quad c_0 - \text{elektrodinaminė pastovioji}$$

Metai	Autorius	Metodas	Šviesos greitis, km/s	Paklaida
1676	Riomeris	Jupiterio palydovai	214 000	
1726	Bradley	Žvaigždžių aberacijos	301 000	
1849	Fizo	Dantytas ratas	315 000	
1862	Fuko	Besisukantis veidrodis	298 000	±500
1872	Korniu	Dantytas ratas	298 500	±900
1874	Korniu	Šviesos pluošto nuokrypis	300 400	±800
1878	Maikelsonas	Šviesos pluošto nuokrypis	300 140	±700
1879	Maikelsonas	Šviesos pluošto nuokrypis	299 910	±50
1882	Njukombas	Šviesos pluošto nuokrypis	299 810	±30
1924	Maikelsonas	Veidrodinė prizmė	299 796	±30
1973	Ivensonas	Lazeris	299 792,4562	±0,001

Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Eksperimentai patvirtinantys banginę šviesos prigimtį buvo atlikti daugelio mokslininkų (I.Niujotas, A.J.Frenelis, M.A.Corniu, A.Maksvelas, ...), tai šviesos bangų interferencija:



Interferencijos maksimumo sąlyga: $\Delta L = \lambda$,

Interferencijos minimumo sąlyga: $\Delta L = \frac{\lambda}{2}$.

Kai yra du bangų šaltiniai vienoje plokštumoje (vandens bangų atvejis, du akmenys mesti į vandenį kartu) intensyvumo maksimumai susidaro ten kur sklindančių nuo vieno ir kito bangų šaltinio bangų eigų skirtumas lygus λ (bangos ilgis), minimumai susidaro ten kur sąveikaujančių bangų eigų skirtumas bus $\lambda/2$ (rezonanso sąlyga visoms bangoms).

Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Bangų interferencijos sąvoka:

- a. Bangavimas vandenyje puikiai žinomas ir suprantamas. Kai yra du, ar keli bangų šaltiniai tam tikrose vietose susidaro bangų pūpsniai, kitur keteros. Tai yra įvairios prigimties bangų bendras superpozicijos principas.



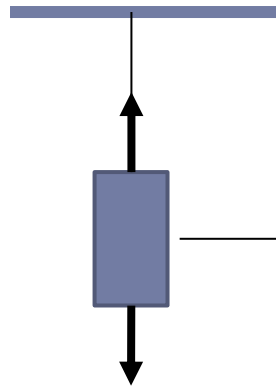
Kiekvieną bangą galima apibūdinti tam tikra charakteristika – bangos ilgiu λ . Tai atstumas tarp dviejų gretimų bėgančiosios bangos taškų, kurių fazės yra vienodos.

$$A = A_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

Kai yra du bangų šaltiniai vienoje plokštumoje (vandens bangų atvejis, du akmenys mesti į vandenį kartu) intensyvumo maksimumai susidaro ten kur sklindančių nuo vieno ir kito bangų šaltinio bangų eigos skirtumas lygus λ (bangos ilgis), minimumai susidaro ten kur sąveikaujančių bangų eigos skirtumas bus $\lambda/2$ (rezonanso sąlyga visoms bangoms).



Paprasčiausias banginio (harmoninio svyravimo pavyzdys) – Huko dėsnis



$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx,$$

Mechaniniams
svyravimams Huko dėsnis
teigia: $F_{it} = -kx$.

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x,$$

Šios lygties sprendinys:

$$x = A_0 \cos(\omega_0 t - \varphi), \quad \omega_0 = k / m.$$



Svyravimo amplitudė



Svyravimo fazė

Ciklinis (kampinis) dažnis

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu.$$

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

Svyravimo periodas.



Fotonikos pagrindai

Bangų optika

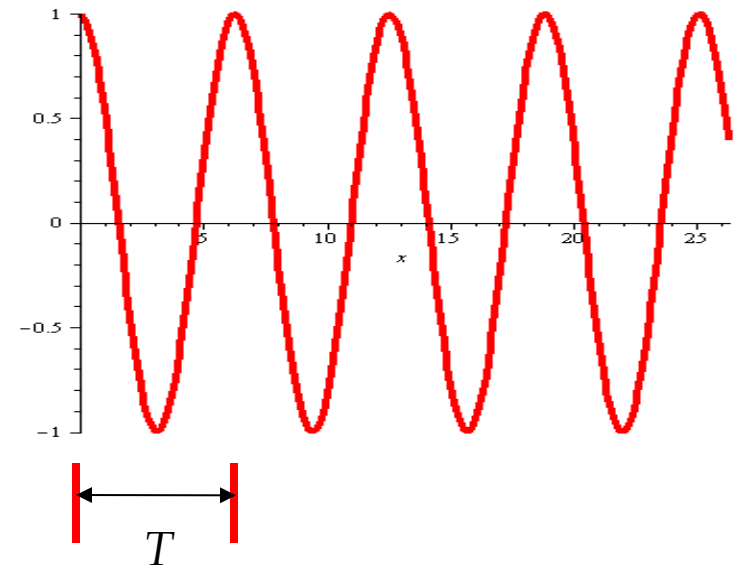
Kiekviena sklindanti banga perneša tam tikrą energiją. Kiekviena banga tam tikrame erdvės taške sukuria tam tikrą intensyvumą, t.y. galios tankį ploto (tūrio vienetu):

$$I(\mathbf{r}, t) = 2 \langle u^2(\mathbf{r}, t) \rangle [W / cm^2],$$

Tai galioja tik kai vidurkinimo laikas yra ženkliai didesnis negu vienas bangos svyravimo periodas.

Optinė galia:

$$P(\mathbf{r}) = \int_S I(\mathbf{r}, t) dS [W].$$



Šviesos banga aprašoma realia koordinatės $r = r(x, y, z)$ ir laiko funkcija, vadinama bangos funkcija (tai tiesinė funkcija):

$$u(\mathbf{r}, t)$$

Ši funkcija turi tenkinti bangos lygtį:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0.$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad \text{Laplaso operatorius}$$

Bet kokia funkcija tenkinanti šią bangos lygtį yra galima bangos funkcija.

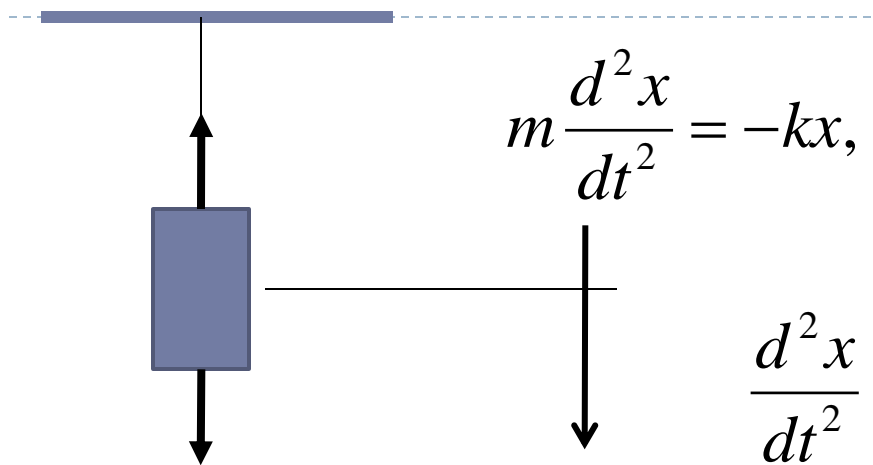
Jeigu funkcija yra tiesinė jai galioja superpozicijos principas. Tegu yra dvi funkcijos:

$$u_1(\mathbf{r}, t) \quad \text{ir} \quad u_2(\mathbf{r}, t), \quad \text{tai ir} \quad u(\mathbf{r}, t) = u_1(\mathbf{r}, t) + u_2(\mathbf{r}, t).$$

Ši funkcija irgi bus bangos funkcija!

Dviejų bangų superpoziciją jaučia tik registruojantis spinduliuotę detektorius!





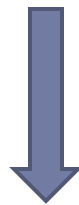
Mechaniniams svyravimams Huko dėsnis teigia:

$$F_{it} = -kx.$$

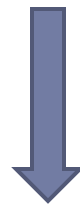
$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x,$$

Šios lygties sprendinys:

$$x = A_0 \cos(\omega_0 t - \varphi), \quad \omega_0 = k / m.$$



Svyravimo amplitudė



Svyravimo fazė



Ciklinis (kampinis) dažnis

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu.$$

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

Svyravimo periodas.



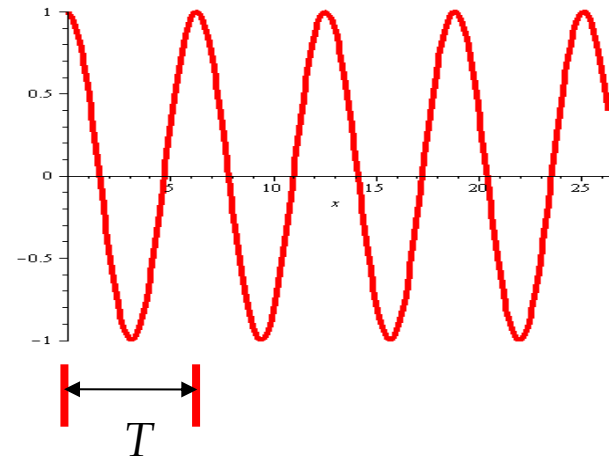
Kiekviena sklindanti banga perneša tam tikrą energiją. Kiekviena banga tam tikrame erdvės taške sukuria tam tikrą intensyvumą, t.y. galios tankį ploto (tūrio vienetė):

$$I(\mathbf{r}, t) = 2 \langle u^2(\mathbf{r}, t) \rangle [W / cm^2],$$

Tai galioja tik kai vidurkinimo laikas yra ženkliai didesnis negu vienas bangos svyravimo periodas. (Vieno optinio ciklo trukmė $\sim 2 \text{ fs} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ s}$).

Optinė galia:

$$P(\mathbf{r}) = \int_S I(\mathbf{r}, t) dS [W].$$

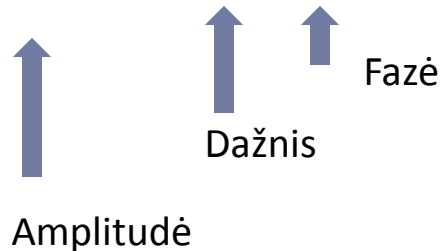


Fotonikos pagrindai

Bangų optika. Monochromatinė banga

Monochromatinė šviesos banga yra aprašoma harmonine, priklausančia nuo laiko bangine funkcija:

$$u(\vec{r}, t) = a(\vec{r}) \cos[2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})],$$



$$\omega = 2\pi\nu - \text{Kampinis dažnis (rad/s)}$$

Bangos funkcija kompleksinėje formoje:

$$U(\vec{r}, t) = a(\vec{r}) \exp[i\varphi(\vec{r})] \cdot \exp[i2\pi\nu t]$$

Funkcija $U(\vec{r}, t)$ kompleksinėje formoje aprašo bangą pilnai, tuo tarpu reali bangos funkcija

Taip, kad:

$u(\vec{r}, t)$ aprašo tik realią dalį.

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re}\{U(\vec{r}, t)\} = \frac{1}{2}[U(\vec{r}, t) + U^*(\vec{r}, t)].$$

Taigi ir kompleksinė amplitudė

$$U(\vec{r}, t)$$

- turi tenkinti bangos lygtį:

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0.$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Fotonikos pagrindai

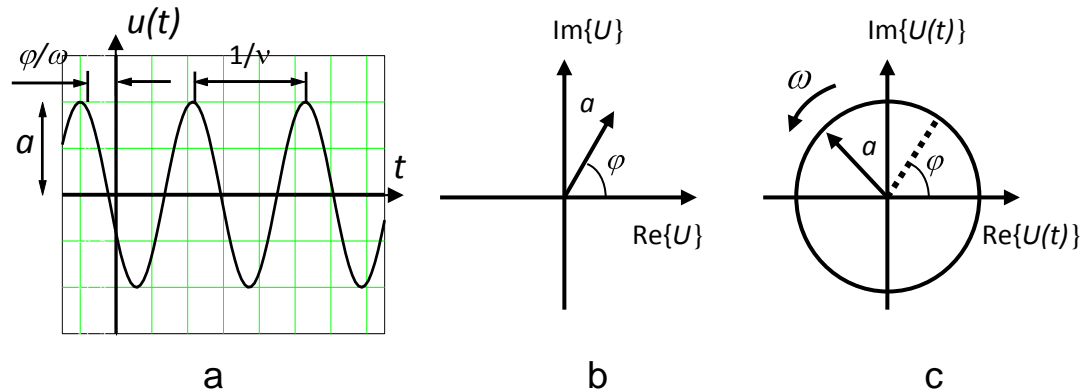
Bangų optika

Funkcija $U(\vec{r}, t)$ gali būti išreikšta atskiriant laikinius ir erdvinius kintamuosius taip:

$$U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \cdot \exp(j2\pi\nu t) \quad \text{kur nuo laiko nepriklausantis narys} \quad U(\vec{r}) = a(\vec{r}) \cdot \exp(j\varphi)$$

yra apibrėžiamas kaip kompleksinė amplitudė nepriklausanti nuo laiko:

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re}\{U(\vec{r}) \exp(j2\pi\nu t)\} = \frac{1}{2}[U(\vec{r}) \exp(j2\pi\nu t) + U^*(\vec{r}) \exp(-j2\pi\nu t)]$$



Monochromatinė šviesos banga grafiškai pavaizduota kaip harmoninė laiko funkcija (a), kompleksinė amplitudė yra fiksuotas vektorius (b) ir kompleksinė bangos funkcija yra vektorius besisukantis kampiniu greičiu ω (rad/s)



Helmholco lygtis.

$U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \cdot \exp(i2\pi\nu t)$ (įstatant kompleksinės bangos funkcijos išraišką į bangos lygtį, gaunama diferencialinė lygtis vadinama Helmholco lygtimi)

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0. \quad \longrightarrow \quad (\nabla^2 + k^2) U = 0.$$

čia, $k = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$ – bangos skaičius.

Šviesos intensyvumas apibrėžiamas kaip bangos suvidurkintas funkcijos kvadratas:

$$I(\vec{r}, t) = 2 \langle u^2(\vec{r}, t) \rangle [W / cm^2],$$

$$I(\vec{r}, t) = 2 \cdot u^2(\vec{r}, t) = 2 \cdot a^2(\vec{r}) \cdot \cos^2[2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})] = |U(\vec{r})|^2 [1 + \cos(2[2\pi\nu t + \varphi(\vec{r})])].$$

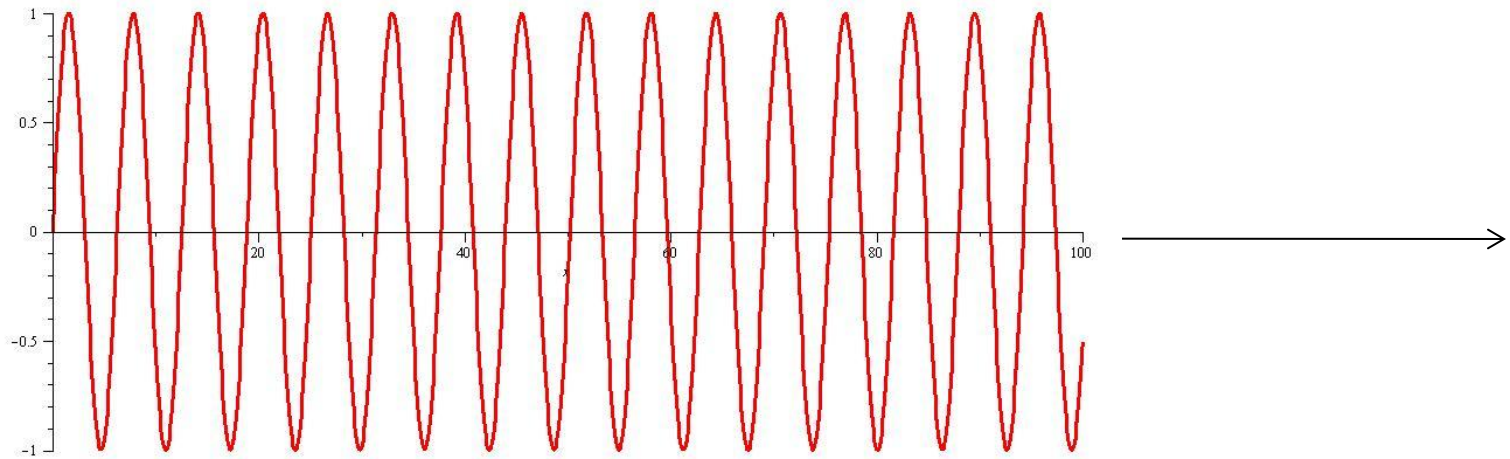
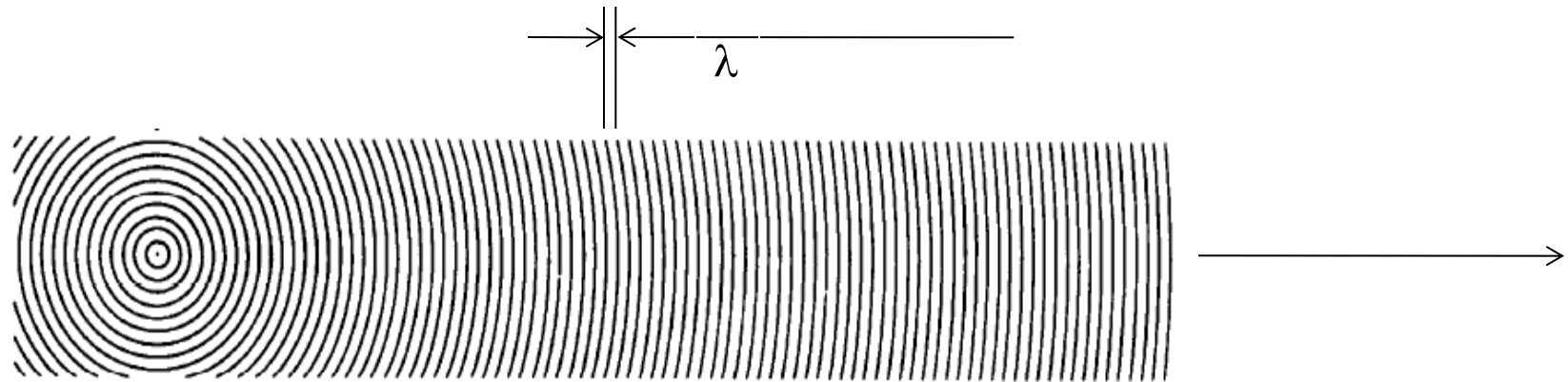
$$I(\vec{r}) = |U(\vec{r})|^2. \quad \text{Šviesos intensyvumas}$$



Fotonikos pagrindai

Bangų optika

----- Bangos frontas apibrėžiamas kaip vienodos fazės paviršiai, t.y. $\varphi(\mathbf{r}) = \text{const}$, arba $\varphi(\mathbf{r}) = 2\pi q$.
Statmuo į bangos frontą yra lygiagretus gradientui $\text{grad}(\varphi(\mathbf{r}))$

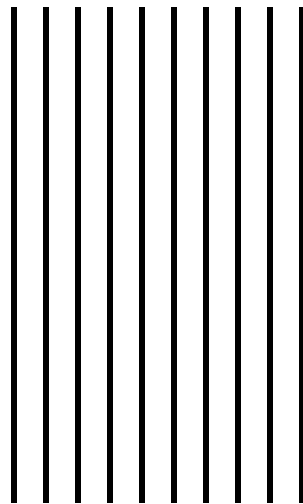


Elementarios bangos

Plokščia banga

$$U(\vec{r}) = A \cdot \exp(j\vec{k} \cdot \vec{r}) = A \exp[j(k_x x + k_y y + k_z z)]$$

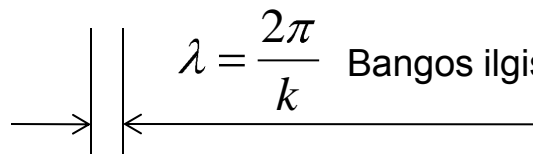
Ši kompleksinės amplitudės lygtis aprašo lygiagrečias plokštumas statmenas bangos vektoriui \mathbf{k}



A – kompleksinė gaubtinė

$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – bangos vektorius

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$



Bangos ilgis (atstumas tarp vienodos fazės paviršių)

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$



Fotonikos pagrindai

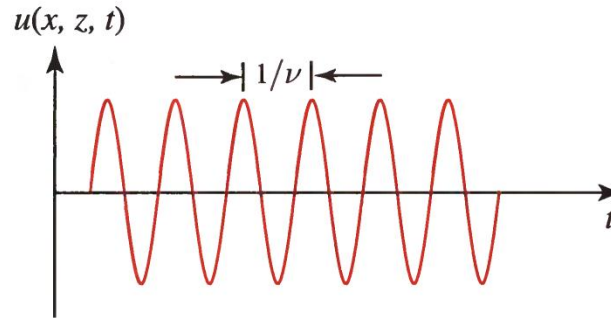
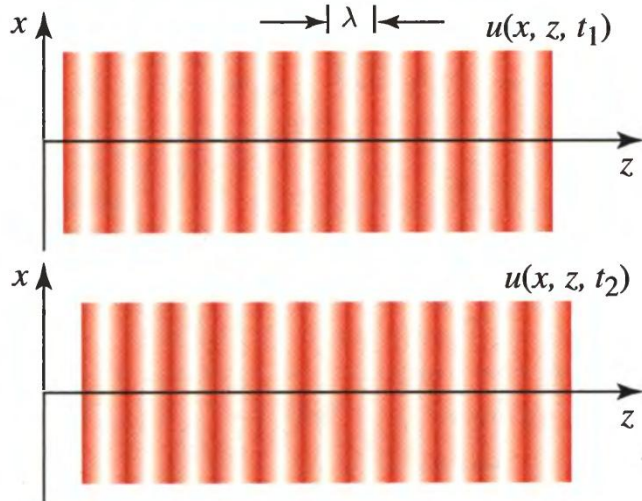
Bangų optika

Plokščios bangos banginė funkcija:

$$u(\mathbf{r}, t) = |A| \cos \left[\pi \nu t - kz + \arg A \right] = |A| \cos \left[\pi \nu (t - z/c) + \arg A \right]$$

Banginė funkcija yra periodinė laike ir periodinė erdvėje:

$$\frac{1}{\nu} \quad \frac{2\pi}{k} \text{ (bangos ilgis)}$$



$$c = \frac{c_0}{n},$$
$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n},$$
$$k = nk_0.$$



Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Kitas Hemholco lygties sprendinys:

$$U(\vec{r}) = \frac{A}{r} \exp(-jkr) \quad - \text{sferinė banga}$$

Sferinės bangos intensyvumas priklauso nuo atstumo nuo šaltinio:

$$I(\mathbf{r}) = |A|^2 / r^2$$

Sferinės bangos kompleksinė amplitudė taške r_0 :

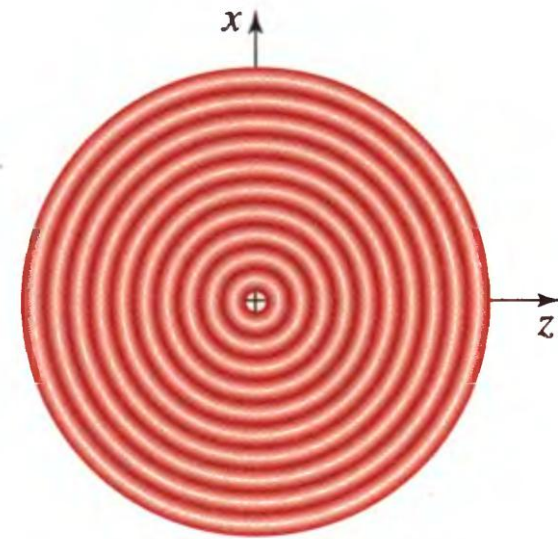
$$U(\vec{r}) = \frac{A}{|r - r_0|} \exp\left\{jk|r - r_0|\right\}$$

$$\arg U(\vec{r}) \left\{ \right\} 2\pi\nu \left\{ -z/c \right\} + \arg A$$

$$\arg U(\vec{r}) \left\{ \right\} \arg A \left\{ \right\} \vec{k} \cdot \vec{r},$$

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z = 2\pi q + \arg A$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$



Sferinės bangos frontai yra paviršiai $kr = 2\pi q$, arba $r = \pi\lambda$



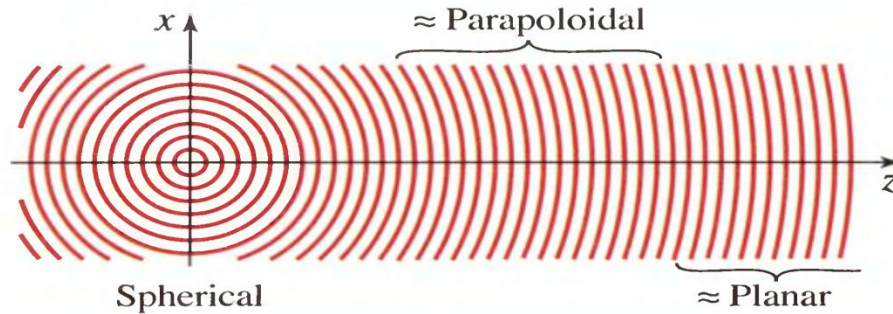
Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Sferinės bangos Frenelio aproksimacija. Paraboloidinė banga

$$U(\vec{r}) = \frac{A}{r} \exp(-jk\vec{r})$$

sferinė banga



$\sqrt{x^2 + y^2} \ll z$. $\theta^2 = \frac{x^2 + y^2}{z^2} \ll 1$. Nagrinėjame sferinę bangą kai ji yra toli nuo šaltinio ir arti optinės ašies.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = z\sqrt{1 + \theta^2} = z\left(1 + \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{8} + \dots\right) \approx z\left(1 + \frac{\theta^2}{2}\right) = z + \frac{x^2 + y^2}{2z}.$$

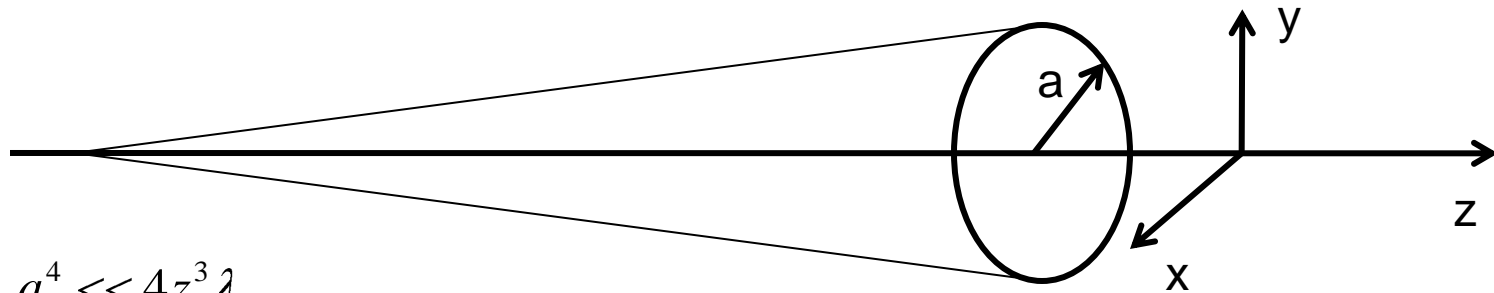
$$U(\vec{r}) \approx \frac{A}{z} \exp(jkz) \exp\left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2z}\right].$$

Sferinės bangos Frenelio aproksimacija

Šiuo atveju seka, kad plokščia banga $A \exp(jkz)$ yra moduluojama dydžiu $\exp\left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2z}\right]$.

Frenelio aproksimacijos sąlyga galioja kai:

$$\frac{kz\theta^4}{8} \ll \pi, \text{ arba } \sqrt{x^2 + y^2} \ll 4z^3\lambda.$$



$$a^4 \ll 4z^3\lambda.$$

$$\frac{N_F \theta_m^2}{4} \ll 1 \quad - \text{ būtina Frenelio aproksimacijos sąlyga.}$$

$$\theta_m = \frac{a}{z} \quad - \text{ maksimalus kampas, kai galioja Frenelio aproksimacija.}$$

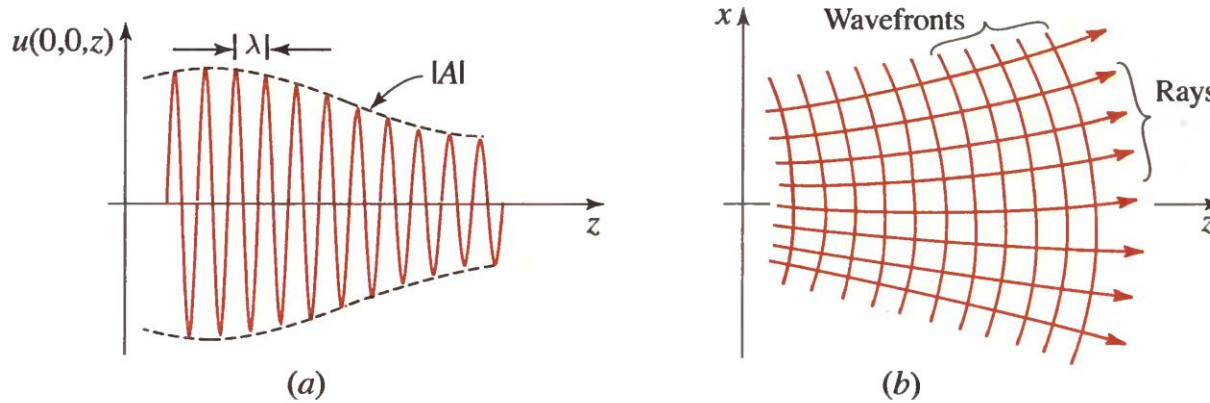
$$N_F = \frac{a^2}{\lambda z} \quad - \text{ Frenelio skaičius parodantis paraksialinės (gretaašės) aproksimacijos galiojimo ribas}$$



Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Paraksialinės bangos yra tokio bangos kai jų bangos fronto statmuo yra paraksialiniai spinduliai



$$u(\mathbf{r}, t) = |A(\mathbf{r})|\cos[2\pi\nu t - kz + \arg\{A(\mathbf{r})\}]$$

$$\Delta A = (\partial A / \partial z) \Delta z = (\partial A / \partial z) \lambda$$



$$\partial A / \partial z \ll A / \lambda = Ak / 2\pi$$

$\partial A / \partial z$ - lėtai kintantis dydis atstume λ

$$\frac{\partial A}{\partial z} \ll kA$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial A}{\partial z} \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll k^2 A$$

Paraksialinė banga turi tenkinti bangos lygtį:

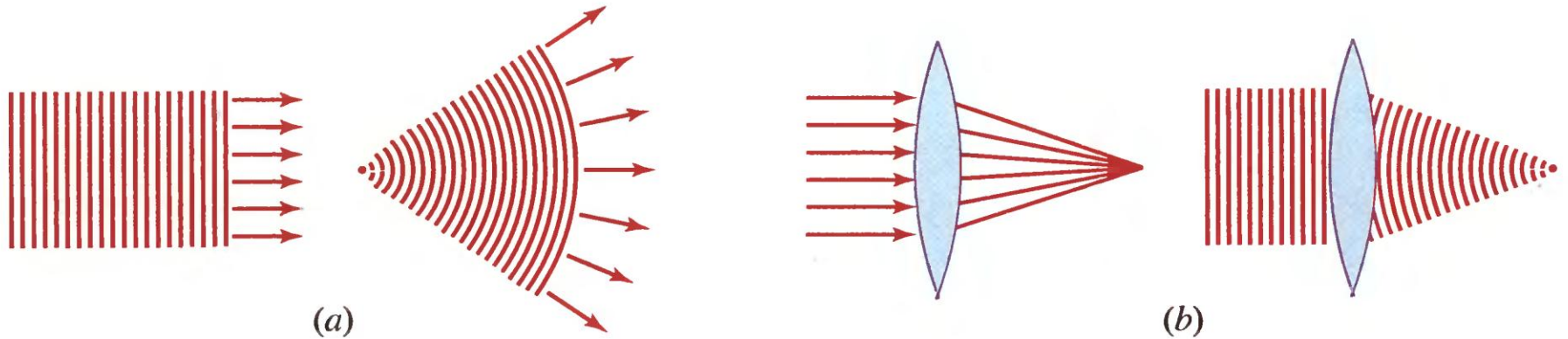
$$\nabla_T^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0,$$

- paraksialinė Helmholtzo lygtis, tai lėtai kintančios amplitudės Helmholtzo lygties aproksimacija

$$\nabla_T^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$$



Ryšys tarp bangų optikos ir spindulių optikos



$$U(\vec{r}) = a(\vec{r}) \exp \left[-jk_0 S(\vec{r}) \right] \quad S(\vec{r}) \text{ - fazė}$$

Bangos frontas apibrėžiamas kaip vienodos fazės paviršiai, t.y. $S(r) = \text{const}$

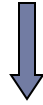


Dviejų bangų interferencija

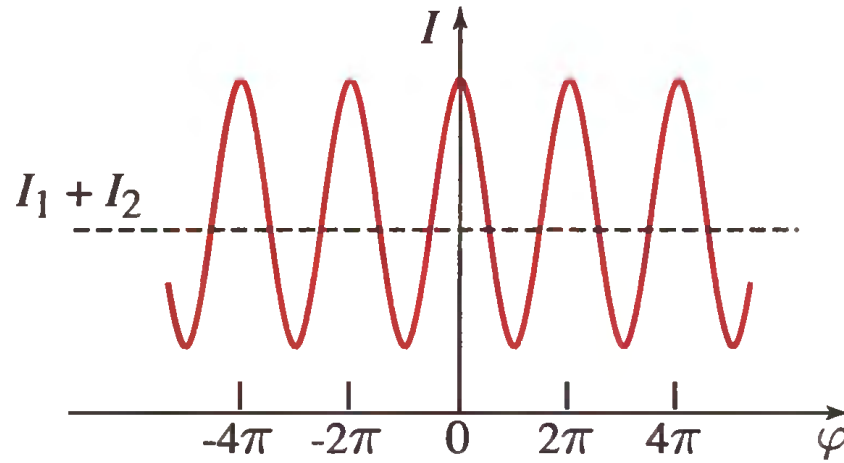
$$u(\mathbf{r}, t) = u_1(\mathbf{r}, t) + u_2(\mathbf{r}, t)$$

$$I = |U^2| = |U_1^2 + U_2^2| = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1^* U_2 + U_1 U_2^*$$

$$U_1 = \sqrt{I_1} \exp(j\varphi_1), \quad U_2 = \sqrt{I_2} \exp(j\varphi_2)$$

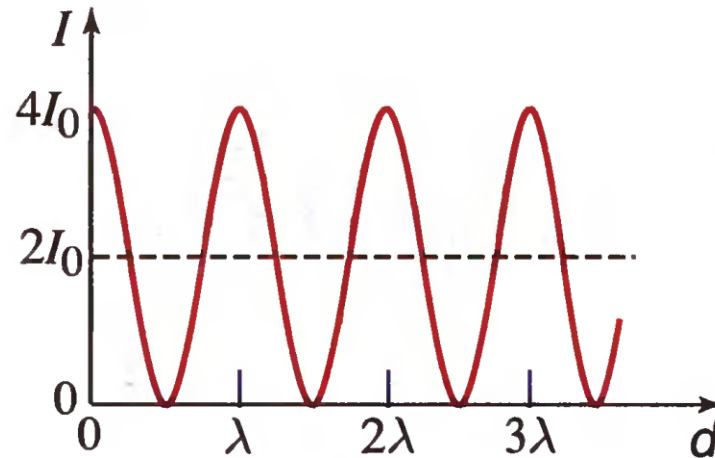


$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$



$$U_1 = \sqrt{I_0} \exp(-jkz), \quad U_2 = \sqrt{I_0} \exp(-j(z-d))$$

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{d}{\lambda}\right) \right]$$



Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai

Kai dvi bangos persikerta kampu

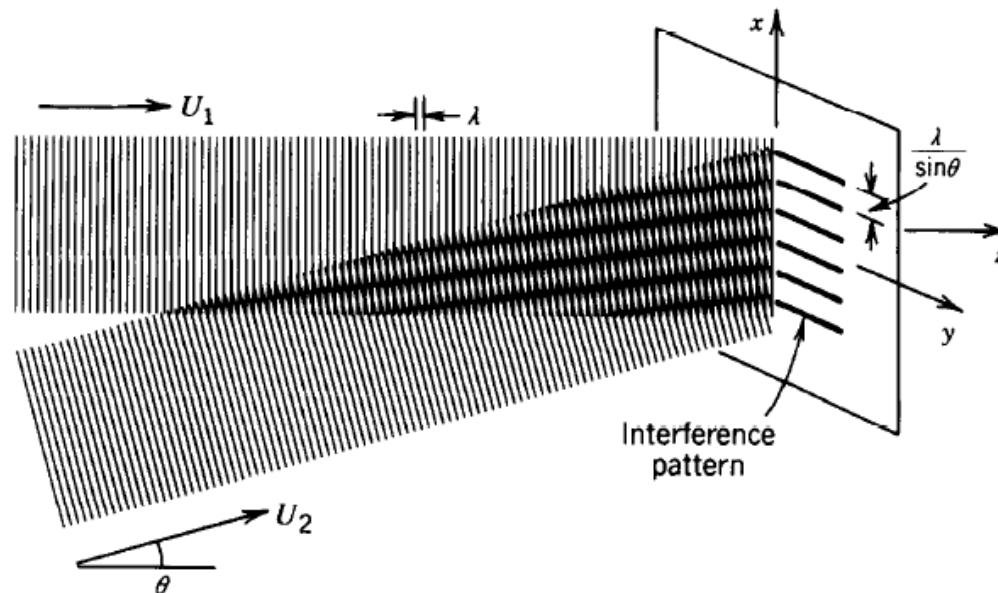
I-ma banga sklinda optine ašimi.

$$U_1 = \sqrt{I_0} \exp(-jkz),$$

II-ma banga sklinda θ kampu į optinę ašį.

$$U_2 = \sqrt{I_0} \exp \left[-j(k \cos \theta z + k \sin \theta x) \right],$$

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos(\sin \theta x) \right]$$

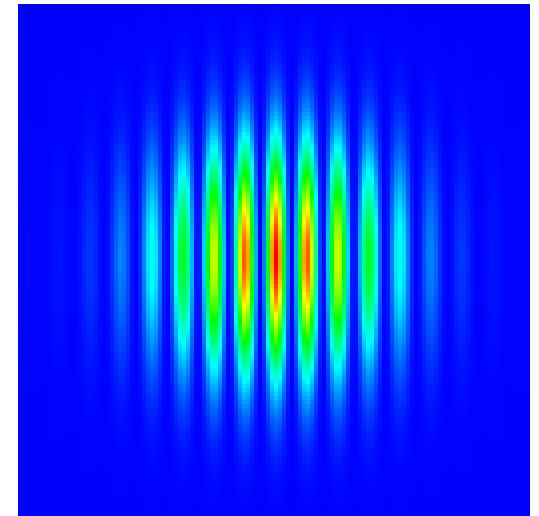
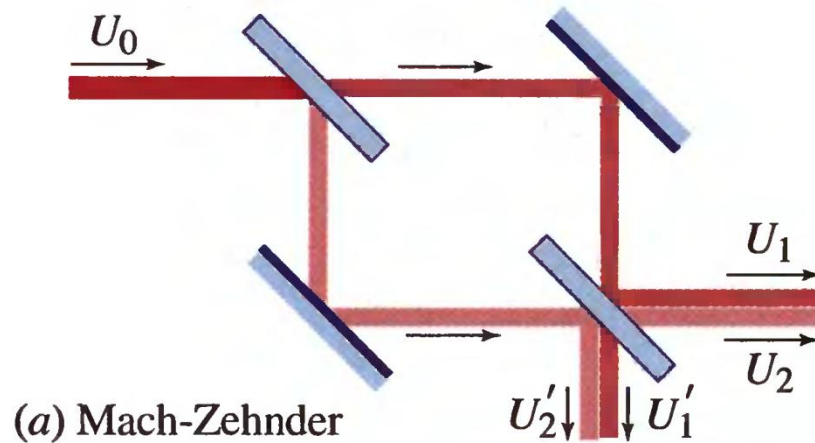


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai



Macho-Cendlerio interferometras

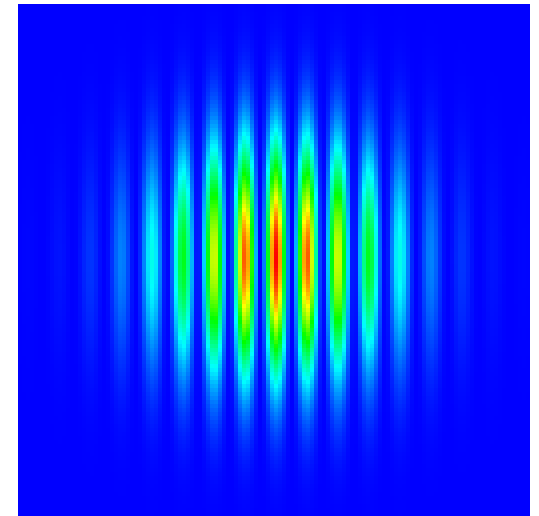
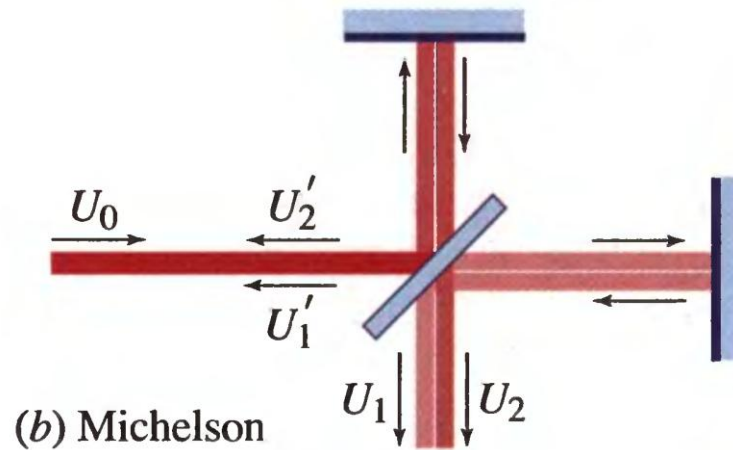


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai



Maikelsono interferometras

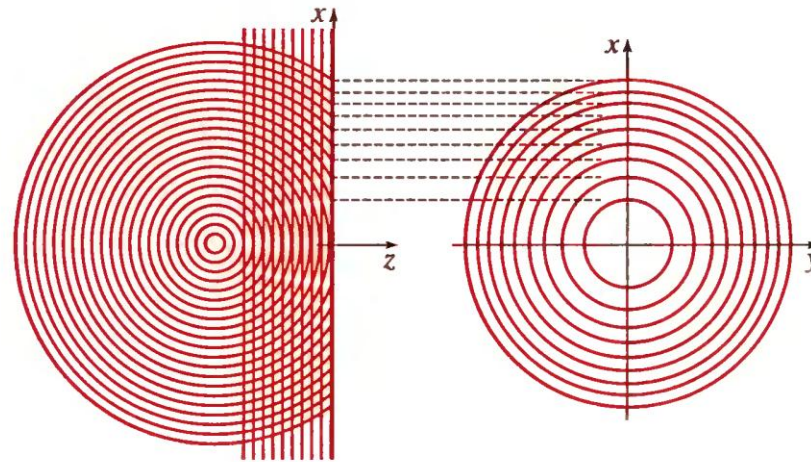


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai.
Plokščios ir sferinės bangų interferencija

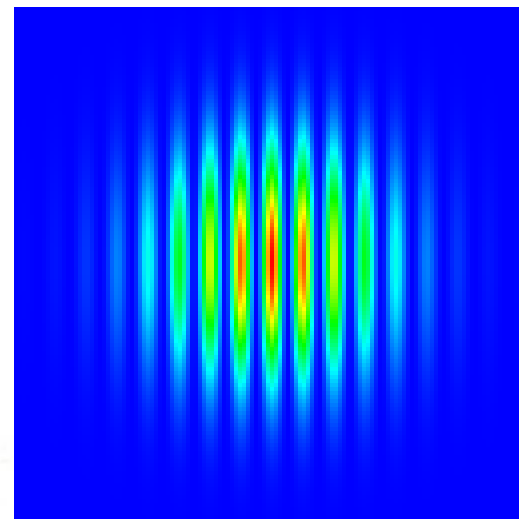
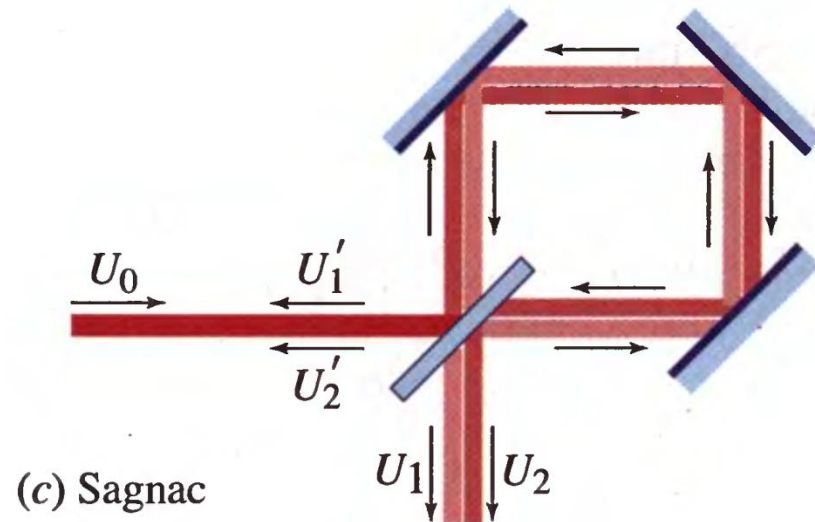


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai



4 veidrodžių Sanjako interferometras

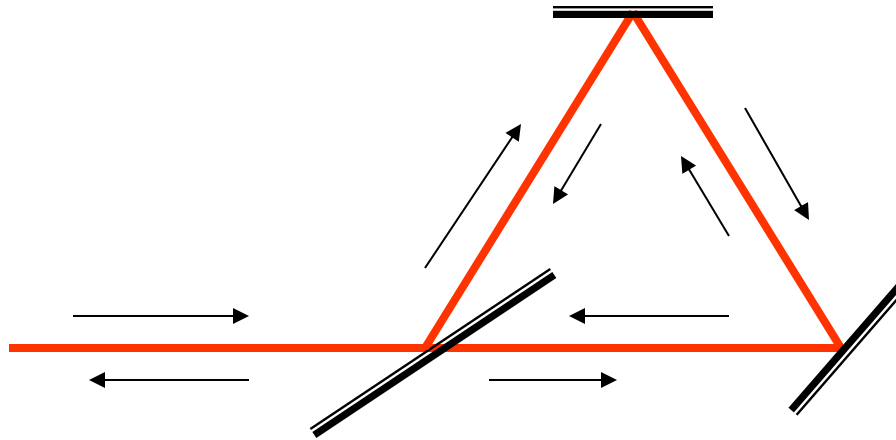


Fotonikos pagrindai

Bangų optika

Interferencija

Dviejų bangų interferencija. Interferometrai



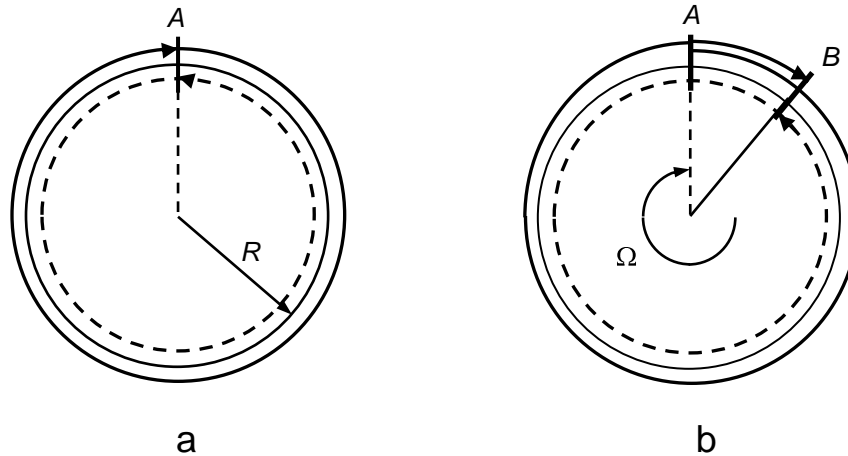
3 veidrodžių Sanjako interferometras



Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas

Šviesolaidinis giroskopas yra sukamojo judesio kampinio greičio jutiklis. Pirmas šviesolaidinis giroskopas buvo sukurtas 1976 m. Šviesolaidinis giroskopas veikia Sanjako (Sagnac) reiškinio dėka. Tai fazių skirtumo tarp dviejų šviesos bangų, sklindančių ta pačia uždara trajektorija priešingomis kryptimis, susidarymas, kai sistema, kurioje sklinda šviesa, sukasi. Įrenginys, kuriame stebimas šis reiškinys, vadinamas Sanjako interferometru, o giroskopas yra šviesolaidinis jo variantas.

Dvi vienodo dažnio šviesos bangos sklinda R spindulio apskritimu priešingomis kryptimis. Į interferometrą šviesa įeina ir iš jo išeina tuo pačiu šakotuvu taške A . Kai interferometras yra rimties būsenoje inercinės atskaitos sistemos atžvilgiu, abi šviesos bangos nuo įėjimo iki išėjimo nueina tą patį kelią $L=2\pi R$. Laikas, per kurį bangos nueina tą kelią $t = 2\pi R/c$



Sanjako reiškinio iliustracija. Interferometras (a) rimties būvyje, (b) sukasi. Šviesa sklinda interferometro sukimosi (ištisinė linija) ir priešinga (punktyrinė linija) kryptimi. Kad būtų aiškiau, šviesos sklidimo trajektorijos pavaizduotos nesutampančios su R spindulio apskritimu.



Fotonikos pagrindai. Bangų optika

Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas

Tegu dabar interferometras sukasi aplink ašį, einančią per apskritimo centrą statmenai jo plokštumai, kampiniu greičiu Ω . Kol šviesa apsuka rata, atšakiklis iš padėties A atsiduria padėtyje B. Stebėtojo inercinėje sistemoje atžvilgiu, šviesos, sklindančios interferometro sukimosi kryptimi, kelias pailgėja, nes dabar ji “vejasi” atšakiklį:

$$L_+ = 2\pi R + R\Omega\tau_+ = c\tau_+$$

Šviesos, sklindančios priešinga interferometro sukimuisi kryptimi, kelias sutrumpėja, nes atšakiklis ją “pasitinka”:

$$L_- = 2\pi R + R\Omega\tau_- = c\tau_-$$

Laikų skirtumas

$$\Delta\tau = \tau_+ - \tau_- = \frac{2\pi R}{c - R\Omega} - \frac{2\pi R}{c + R\Omega} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2}$$

$$\Delta L = \frac{4S\Omega}{c}$$

Interferometrui sukantis, šakotuvo išėjime susidaro fazių skirtumas

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L N = \frac{8\pi NS}{\lambda c} \Omega$$



Fotonikos pagrindai. Bangų optika

Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas

Sklindant šviesai dielektriku su lūžio rodikliu n .

Interferometro rimties būsenoje šviesa vieną ratą nuo įėjimo iki išėjimo dabar nueina per laiką

$$\tau' = 2\pi Rn/c$$

Interferometrui sukantis apie savo ašį, šviesos, sklindančios jo sukimosi kryptimi, kelias yra

$$L'_+ = 2\pi R + R\Omega\tau'_+ = c'_+\tau_+ \quad \text{sklindančios priešinga kryptimi} \quad L'_- = 2\pi R + R\Omega\tau'_- = c'_-\tau_-$$

Pritaikius reliatyvistinę greičių sudėties taisyklę gauname:

$$s = \frac{v \pm u}{1 + \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{u}{c}\right)}$$

$$c'_\pm = \frac{c/n \pm R\Omega}{1 + R\Omega/nc} \approx \left(\frac{c}{n} \pm R\Omega\right) \left(1 - \frac{R\Omega}{nc}\right) \approx \frac{c}{n} \pm \frac{R}{\Omega} - \frac{R\Omega}{n^2} = \frac{c}{n} \pm R\Omega \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

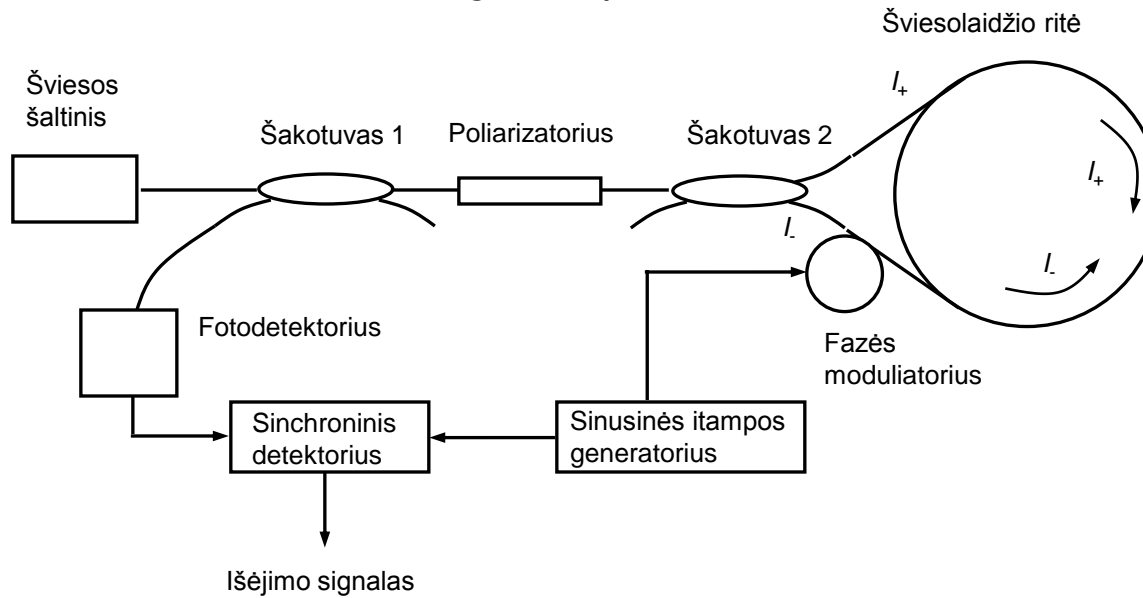
Daugiklis $(1 - 1/n^2)$ išraiškoje (7.54) yra žinomas kaip Frenelio vilkimo koeficientas.

$$\text{Šviesos greitis interferometro sukimosi kryptimi} \quad c'_+ = \frac{c}{n} + \left(1 + \frac{1}{n^2}\right)R\Omega$$

$$\text{Šviesos greitis priešinga interferometro sukimosi kryptimi} \quad c'_- = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)R\Omega$$



Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas



Šviesolaidinio giroskopo schema

Šviesa iš plačiajuosčio šaltinio (superliuminescencinio diodo) pro šakotuvą 1 ir poliarizatorių ateina į šakotuvą 2, kuris padalina ją į du vienodo intensyvumo srautus ir nukreipia juos į skirtingus šviesolaidžio ritės galus. Ritę sudaro šimtai arba tūkstančiai poliarizaciją išlaikančio šviesolaidžio vijų. Poliarizuota šviesa naudojama dėl didesnio jos fazės stabilumo sklindant rite. Abu šviesos srautai ritėje sklinda priešingomis kryptimis, išeina pro priešingus jos galus, grįžta į šakotuvą 2 ir pro poliarizatorių šakotuvu 1 nukreipiami į fotodetektorius. Šviesolaidžio ritei sukantis, dėl Sanjako reiškinio tarp bangų, praėjusių ritę priešingomis kryptimis, susidaro fazių skirtumas $\Delta\phi$. Šviesos intensyvumas fotodetektoriaus jėjime priklauso nuo šio fazių skirtumo:

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \Delta\phi \right]$$

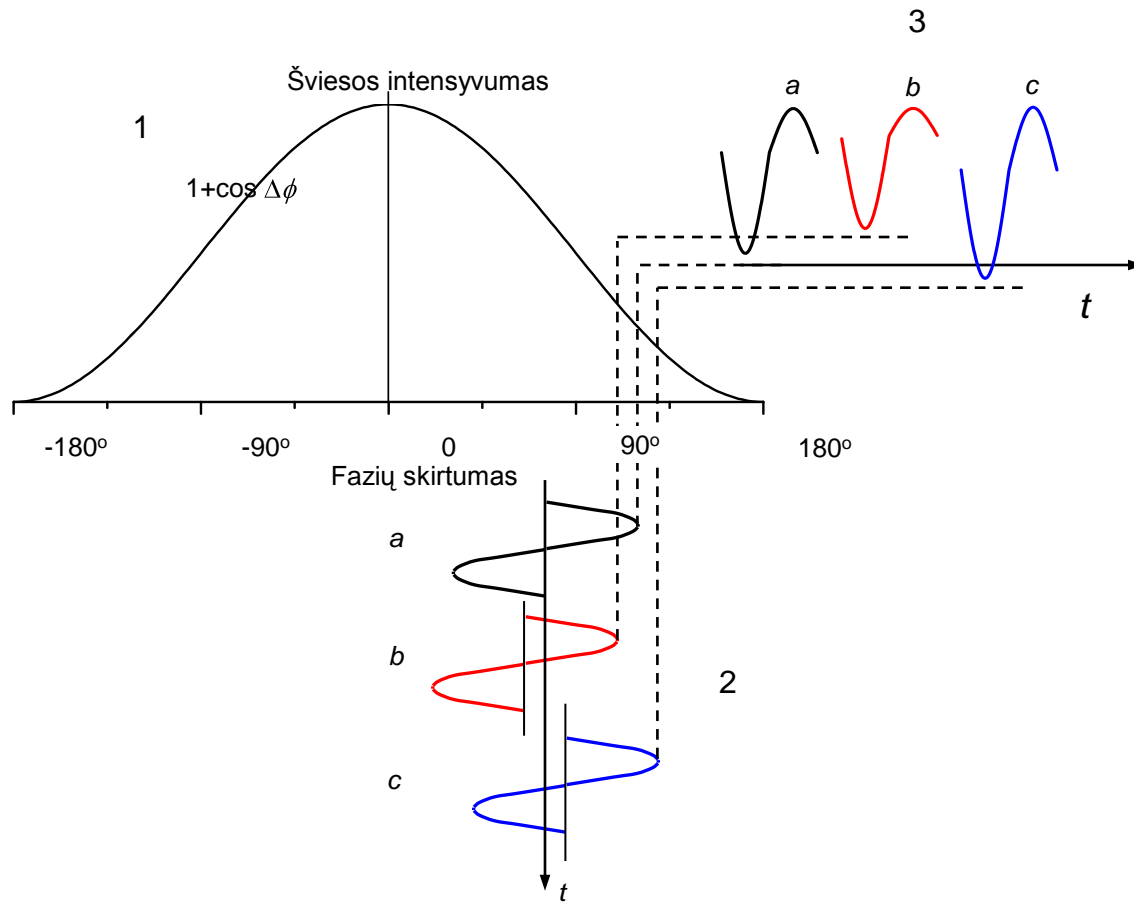
Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas

Srityje $\Delta\phi \sim 0$ interferometro kreivės statumas $\Delta l / \Delta\phi$ yra labai mažas, o dėl simetrinio kreivės pobūdžio neimanoma nustatyti sukimosi krypties, nes $\Delta l = 0$. Todėl darbo tašką reikia pastumti, sukuriant fazių postūmį nesisukančiame interferometre $\Delta\phi_0 = 90^\circ$, kuriam esant kreivės $l(\Delta\phi)$ statumas yra didžiausias ir nesimetrinis fazės pokyčio ženklo atžvilgiu. Tuo tikslu tarp šviesolaidžio ritę praėjusių bangų sukuriamas papildomas fazių skirtumas. Šią funkciją atlieka pjezoelektrinis fazės modulatorius. Prijungus prie modulatoriaus kintamąją dažnio f_m įtampą, tuo pačiu dažniu moduluojama šviesos fazė. Tegu šviesa, prieš įeidama į interferometro ritę priešinga laikrodžio rodyklei kryptimi (piešinyje l_-), praeina moduliatorių tuo laiko momentu, kai jo sukuriamas fazės poslinkis yra maksimalus. Šviesa, tuo pačiu momentu pradėjusi savo kelią rite pagal laikrodžio rodyklę (l_+), užtrunka laiką ir moduliatorių pasiekia vėliau. Jeigu moduliatorių valdančios įtampos dažnį parinksime taip, kad tuo momentu modulatoriaus sukuriamas fazės pokytis eitų per nulį, sklindanti prieš laikrodžio rodykle šviesa fazės pokyčio nepatirs. Taigi, tarp šviesos bangų fotodetektoriaus įėjime yra modulatoriaus sukurtas kintamasis fazių skirtumas

$$\Delta\phi_m = 2\phi_m \sin\left(\frac{\omega_m \tau}{2}\right) \cos\left[\omega_m \left(t - \frac{\tau}{2}\right)\right]$$



Sanjako interferometras. Šviesolaidinis giroskopas



Šviesolaidinio giroskopo signalų diagramos. 1) šviesos intensyvumo priklausomybė nuo interferuojančių bangų fazių skirtumo, $I(\Delta\phi)$. 2) fazių skirtumo kitimas laike, $\Delta\phi(t)$, trim atvejais: interferometras nesisuka (a), sukasi į vieną (b) ir kitą (c) pusę. 3) atitinkamos šviesos intensyvumo priklausomybės nuo laiko, $I(t)$.