Fizikai optika

A fény mint hullám. A fényinterferencia feltételei, koherencia.

Az elektromágneses fényelmélet szerint a (látható) fény egy olyan elektromágneses hullám, amelynek hullámhossza (vákuumban) 380 nm és 780 nm közötti tartományban van.

A fényben tehát az elektromágneses tér jellemezői rezegnek, melyek a következők:

- elektromos térerősség, $\boldsymbol{E}$ [V/m = N/C = N/As]
- elektromos eltolás, $\boldsymbol{D}$ [As/m^2]
- mágneses indukció, $\boldsymbol{B}$ [T (tesla) = Vs/m^2 = N/Am]
- mágneses térerősség, $\boldsymbol{H}$ [A/m]

Lineáris és izotróp közegben

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_r\,\varepsilon_0 \cdot \boldsymbol{E}\ ,$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_r\,\mu_0 \cdot \boldsymbol{H}$$

- ε_0 a vákuum **permittivitása** (**dielektromos állandója**): $\varepsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}$ As/Vm ,
- ε_r a közeg **relatív permittivitása**,
- μ_0 a vákuum **permeabilitása**: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am
- μ_r a közeg **relatív permeabilitása**.

- Az elektromágneses tér jellemzőinek tér- és időbeli függését a **Maxwell-egyenletek** írják le.
- Ezekből megmutatható, hogy töltés- és árammentes közegben a tér jellemzői kielégítik a hullámegyenletet. Ebből következtethetünk az elektromágneses hullámok létezésére!
- Vákuumbeli a terjedési sebesség pontosan a vákuumbeli fénysebességgel azonos. Ezért (is) következtethetünk arra, hogy a fény is elektromágneses hullám!

A Maxwell-féle elmélet szerint az elektromágneses hullámok terjedési sebessége a közegre jellemző állandóktól függ:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\,\varepsilon_r\,\mu_0\,\mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r\,\mu_r}}$$

, ahol $c_0 = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\,\mu_0}}$ a vákuumbeli terjedési sebesség. ($\varepsilon_r = 1$ és $\mu_r = 1$)

$$n = \frac{c_0}{c} = \frac{c_0 T}{cT} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

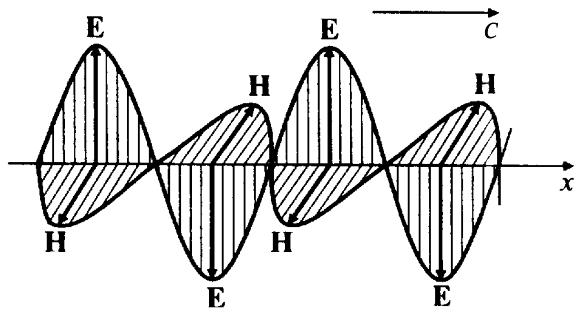
, ahol λ_0 vákuumbeli hullámhossz

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\varepsilon_r\,\mu_r}$$ (Maxwell-féle reláció)

Elektromágneses síkhullám (a monokromatikus, párhuzamos, homogén fénynyaláb közelítőleg ilyen)

$$\vec{\boldsymbol{E}} = E_0 \sin\left[\omega \cdot \left(t - \frac{x}{c}\right) + \alpha\right] \cdot \vec{\boldsymbol{e}}_y$$

$$\vec{\boldsymbol{H}} = H_0 \sin\left[\omega \cdot \left(t - \frac{x}{c}\right) + \alpha\right] \cdot \vec{\boldsymbol{e}}_z$$



A **Maxwell-egyenletekből** következik, hogy a két térmennyiség egymásra és terjedési irányra is merőleges és azonos fázisban változik.

A hullám fázisát más alakba is felírhatjuk:

$$\omega \cdot (t - x/c) = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{cT}\right) = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{n\,x}{\lambda_0}\right) = 2\pi(\nu t - n k_0\, x)$$

A **Maxwell-egyenletekből** az is következik, hogy az amplitúdók nem függetlenek egymástól:

$$\varepsilon_0\,\varepsilon_r E_0^2 = \mu_0\,\mu_r H_0^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{E_0}{H_0} = Z = \sqrt{\frac{\mu_0\,\mu_r}{\varepsilon_0\,\varepsilon_r}}$$

Z a közeg hullámellenállása.
Vákuumra $\varepsilon_r = \mu_r = 1$, így

vákuumra $\quad Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377\ \Omega$

Az elektromágneses hullámok energiasűrűsége:

Tetszőleges elektromágneses hullámra: $\quad w = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_r \boldsymbol{E}^2 + \frac{1}{2}\mu_0\mu_r \boldsymbol{H}^2$

Behelyettesítve a síkhullám formuláit:

$$w = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_0\,\varepsilon_r E_0^2 + \mu_0\,\mu_r H_0^2\right)\sin^2\left[\omega\cdot(t - x/c) + \alpha\right] = \varepsilon_0\,\varepsilon_r E_0^2\,\sin^2\left[\omega\cdot(t - x/c) + \alpha\right]$$

A fényintenzitás kiszámításánál w időbeli átlagértéke számít: $\quad \boxed{\overline{w} = \frac{1}{2}\varepsilon_0\,\varepsilon_r E_0^2}$

Az energiaáramlás sűrűsége (Poynting-vektor)

$$\vec{\boldsymbol{S}} = \vec{\boldsymbol{E}} \times \vec{\boldsymbol{H}} = \frac{E_0^2}{Z}\sin^2\left[\omega\cdot(t - x/c) + \alpha\right]\vec{\boldsymbol{e}}_x = S\,\vec{\boldsymbol{e}}_x$$

, ahol $\quad S = \frac{E_0^2}{Z}\sin^2\left[\omega\cdot(t - x/c) + \alpha\right]$

A fény intenzitása

$$J = \overline{S} = \frac{E_0^2}{Z}\overline{\sin^2\left[\omega\cdot(t - x/c) + \alpha\right]} = \frac{E_0^2}{2Z} = \frac{E_0^2}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0\,\varepsilon_r}{\mu_0\,\mu_r}} = \frac{E_0^2}{2}\frac{\varepsilon_0\,\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_0\,\varepsilon_r\,\mu_0\,\mu_r}} = \frac{\varepsilon_0\,\varepsilon_r\,E_0^2}{2}c$$

$$\boxed{J = \frac{E_0^2}{2Z} = \frac{Z\,H_0^2}{2}} \qquad \text{és} \qquad \boxed{J = \overline{w}\,c}$$

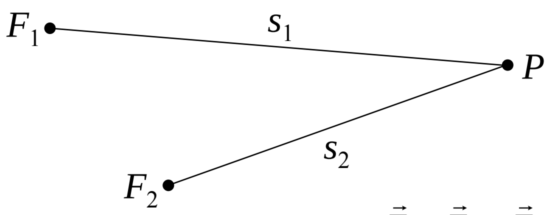
A fény interferenciája

Mivel az interferencia hullámok találkozásánál fellépő jelenség, ezért a fény interferenciája **a fény hullámtermészetének egyik bizonyítéka**.

A szuperpozíció elvével értelmezhető.

- Ha a hullámok azonos fázisban találkoznak, akkor a hullám amplitúdója maximális,
- ha a hullámok ellentétes fázisban találkoznak, akkor a hullám amplitúdója minimális.

Hogyan függ a fényintenzitás a két találkozó fényhullám intenzitásától?



$$\vec{\boldsymbol{E}}_1 = A_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{n\,s_1}{\lambda}\right) + \alpha_1\right]\vec{\boldsymbol{e}}_y$$

$$\vec{\boldsymbol{E}}_2 = A_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{n\,s_2}{\lambda}\right) + \alpha_2\right]\vec{\boldsymbol{e}}_y$$

$$\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_1 + \vec{\boldsymbol{E}}_2 = A\sin(2\pi t/T + \alpha)\,\vec{\boldsymbol{e}}_y$$

$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta \quad$, ahol $\quad \boxed{\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi\frac{n\,s_1 - n\,s_2}{\lambda} + \alpha_2 - \alpha_1}$

$$J = \frac{A^2}{2Z} = \frac{A_1^2}{2Z} + \frac{A_2^2}{2Z} + 2\frac{A_1}{\sqrt{2Z}}\frac{A_2}{\sqrt{2Z}}\cos\delta = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1J_2}\cos\delta$$

$$\boxed{J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1J_2}\cos\delta}$$

$J_{\max} = \left(\sqrt{J_1} + \sqrt{J_2}\right)^2$, ha $\quad \delta = 2m\pi$

$J_{\min} = \left(\sqrt{J_1} - \sqrt{J_2}\right)^2$, ha $\quad \delta = (2m+1)\pi$

$m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

Ha a két fényforrás azonos fázisban rezeg ($\alpha_1 = \alpha_2$)

a maximális erősítés feltétele: $\delta = 2m\pi$ ⟺ $\boxed{\Delta = n s_1 - n s_2 = 2m\,\lambda/2 = m\,\lambda}$

a maximális gyengítés feltétele: $\delta = (2m+1)\pi$ ⟺ $\boxed{\Delta = n s_1 - n s_2 = (2m+1)\,\lambda/2}$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Koherencia

- Minden napos tapasztalat, hogy két fényforrással egy helyre világítva, a megvilágított hely nem lesz sötétebb! (Az interferencia esetén ilyen előfordulhat!)
- Többnyire a két fényforrás fényének intenzitása egyszerűen összeadódik, vagyis az eredő intenzitásra $J = J_1 + J_2$ áll fenn!
- **Miért nem tapasztaljuk általában az előzőekben tárgyalt interferenciát?**
- Ennek oka a fénykibocsátás sajátosságaival kapcsolatos!
- Ha két fényhullám találkozásánál interferencia lép fel, akkor azt mondjuk, hogy a két fényhullám ***koherens***.
- Ha két fényhullám találkozásánál interferencia nem lép fel, akkor azt mondjuk, hogy a két fényhullám ***nem koherens***, vagy ***inkoherens***.
- Tehát két fényhullám találkozásánál az eredő intenzitásra

koherens esetben:

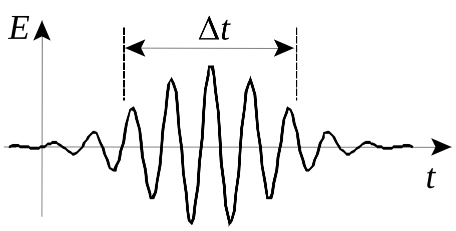
$$J = J_1 + J_2 + \underbrace{2\sqrt{J_1 J_2}\cos\delta}_{\text{koherenciatag}}$$

inkoherens esetben:

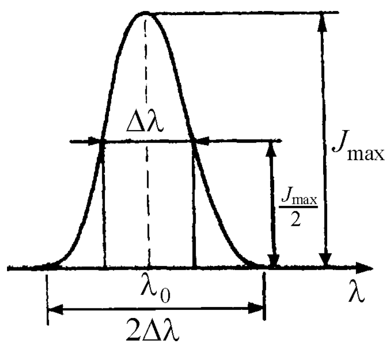
$$J = J_1 + J_2$$

A fénykibocsátás interferenciát befolyásoló sajátosságai, koherenciafeltételek

- A fényforrások kiterjedtek.
- A fényt a fényforrásban lévő **gerjesztett** atomok és/vagy molekulák sugározzák ki.
- Szokásos fényforrásainknál a gerjesztett atomok (molekulák) fénykibocsátása egymástól függetlenül és rendszertelenül, **spontán** módon, az esetleg jelenlévő elektromágneses tértől függetlenül történik (***spontán emisszió***).
- A fénykibocsátás igen **rövid idejű** (ps – ns nagyságrendű). Ennek következtében a kibocsátott fényhullám nem monokromatikus, hanem egy véges tér- és időbeli hosszúságú hullámvonulat (hullámcsomag). A hullámvonulat hosszát ***koherenciahossznak*** nevezik.

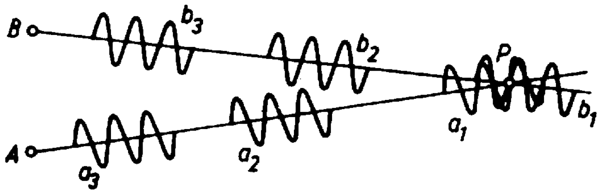


$$\boxed{l = c\,\Delta t \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}}$$



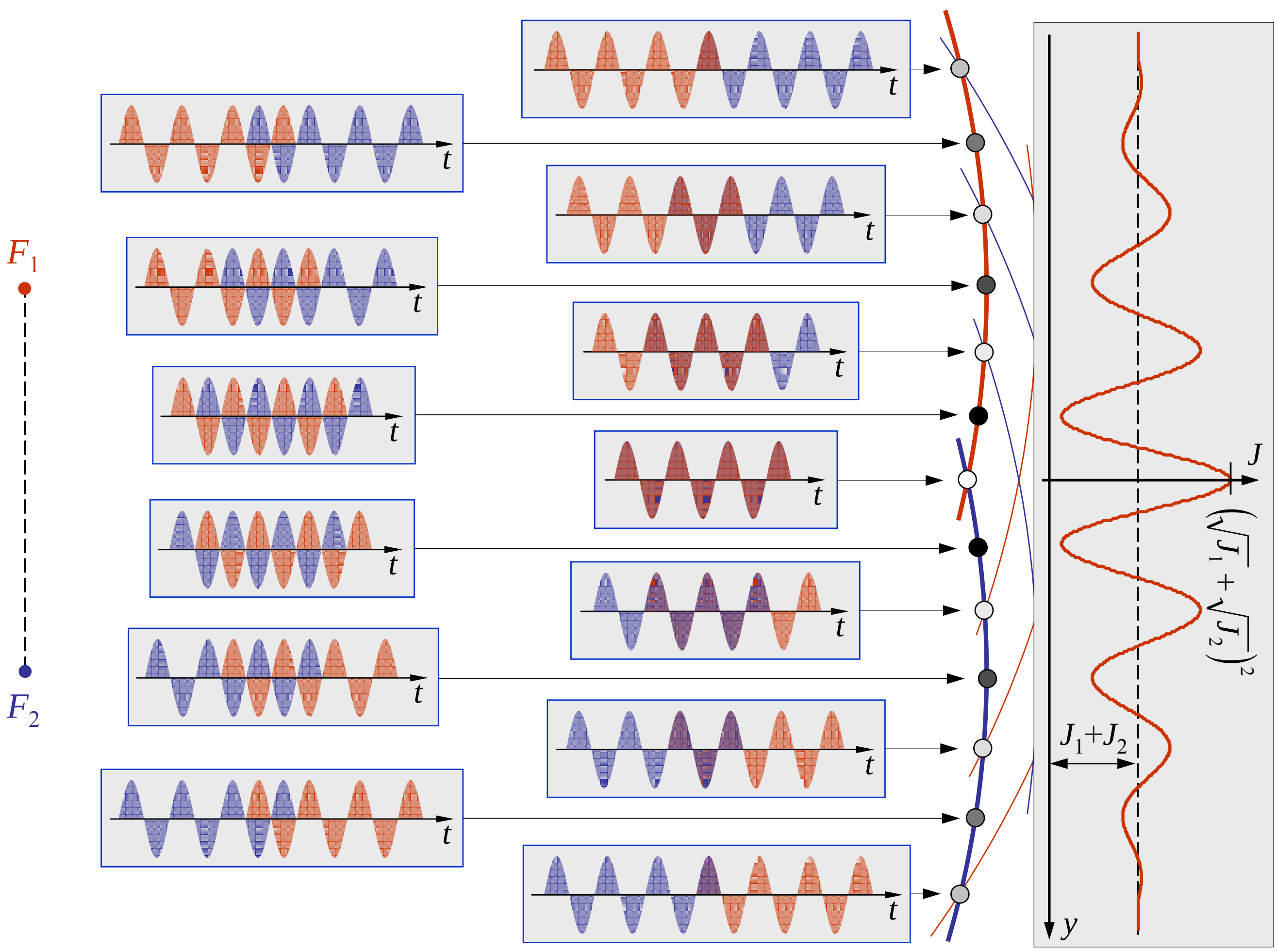
- Ahhoz, hogy a – hullámvonulat időtartamához képest viszonylag hosszú – **megfigyelési idő** alatt **észlelhető** interferencia jöjjön létre, **időben állandó** fáziskülönbség szükséges!
- Ez – egyrészt – csak úgy jöhet létre, ha a találkozó fényhullámok (közel) **azonos** frekvenciájú (közel) **monokromatikus** hullámok.

- Másrészt általában, az egymástól **független** és **rendezetlen** elemi fénykibocsátások miatt az egyes hullámvonulatok fáziskülönbsége időben **véletlenszerűen** változik, vagyis az **interferenciához** szükséges időben állandó fáziskülönbség általában **nem teljesül**.
- Például, az *A* és *B* pontokból származó (a_1,b_1) vonulatok – a fáziskülönbségtől függően – az átfedésük rövid ideje alatt létre hoznak valamilyen fényhatást (pl. erősítést).
- Azonban, az egymást rendszertelenül követő további, (a_2,b_2), (a_3,b_3), … vonulatok már teljesen más fényhatást hoznak létre.

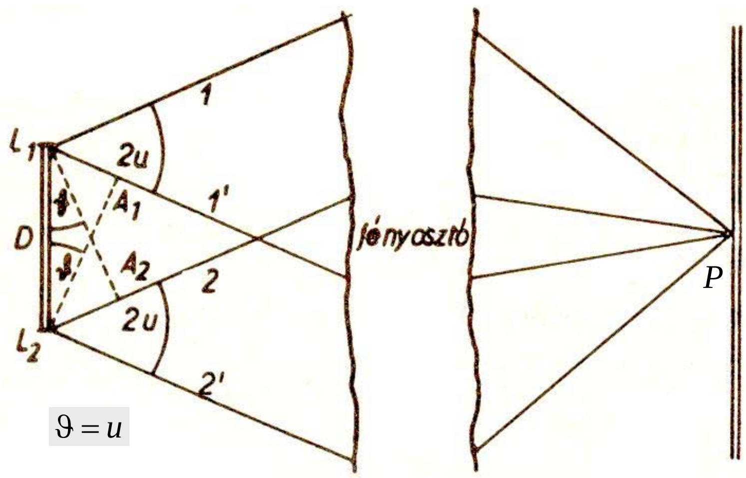


- A **detektor** a hullámvonulatok hosszának megfelelő **rövid** időt **nem képes** felbontani, így az elemi folyamatokhoz tartozó intenzitások **megfigyelési időre** vonatkozó **átlagát méri**.
- A rendszertelen fáziskülönbség miatt, a megfigyelési időre vonatkozólag a koherenciatag időbeli **átlaga** zérus. Ekkor **a megfigyelt intenzitás a két intenzitás összege**.
- Ennek következtében a szokásos fényforrásoknál a fényinterferenciát csak akkor figyelhetünk meg, ha olyan fényhullámok találkoznak, melyek a fényforrás ugyanazon pontjából, és ugyanazon elemi fénykibocsátási folyamatból származnak.

  Ezt a feltételt kísérletileg nem könnyű megvalósítani, ezért érhető, hogy miért fedezték fel viszonylag későn a fényhullámtermészetét bizonyító interferenciajelenségeket.
- Az interferenciához nyílván az is szükséges, hogy az elemi hullámvonulatok **találkozzanak**. A hullámok csak akkor találkoznak, ha az útkülönbségük egy adott érték alatt marad: **Az interferenciához szükséges, hogy az útkülönbség a koherenciahossznál kisebb legyen.**



Kiterjedt fényforrások esetén további feltétel szükséges a koherenciához



- Az L_1 pontból származó 1 és 1’ sugarak az $s_{1'} - s_1$ útkülönbségüktől függő fényhatást hoznak létre a P pontban.
- Az L_2 pontból származó 2 ás 2’ sugarak csak akkor keltik a P pontban ugyanazt a fényhatást, ha az útkülönbségük eltérése 1 és 1’ sugarak közötti útkülönbségtől a hullámhossznál sokkal kisebb, azaz

$$\left| (s_{1'} - s_1) - (s_{2'} - s_2) \right| \ll \lambda$$

$$\left| (s_{1'} - s_{2'}) + (s_2 - s_1) \right| \ll \lambda$$

- A Fremat-elv miatt 1-n P-től L_1-ig az optikai úthossz azonos a P-től az A_2-ig a 2 mentén.
- Hasonlóan,2’-n P- től L_2-ig az optikai úthossz azonos a P-től az A_1-ig az 1’ mentén.
- Amelyekből: $s_{1'} - s_{2'} = D \sin u$ és $s_2 - s_1 = D \sin u$
- Vagyis ahhoz, hogy egy D kiterjedésű fényforrás esetén még megfigyelhető interferenciát kapjunk szükséges, hogy az interferenciát létesítő sugarak $2u$ nyílásszöge eleget tegyen a

$\boxed{D \sin u \ll \lambda/2}$ koherenciafeltételnek.

Interferenciajelenségek fénnyel. Interferométerek

Az interferencia jelenségek osztályozása

Az interferáló hullámok száma alapján

- kétsugaras interferencia,
- soksugaras interferencia.

Az interferáló hullámok előállítása (a fényhullám osztásának módja) alapján

- hullámfrontosztással előállított interferencia (pl. Young-kísérlet vagy Fresnel-féle tükör)
- amplitúdóosztással előállított interferencia (pl. Michelson-féle interferométer).

Young-Fresnel-féle interferenciák

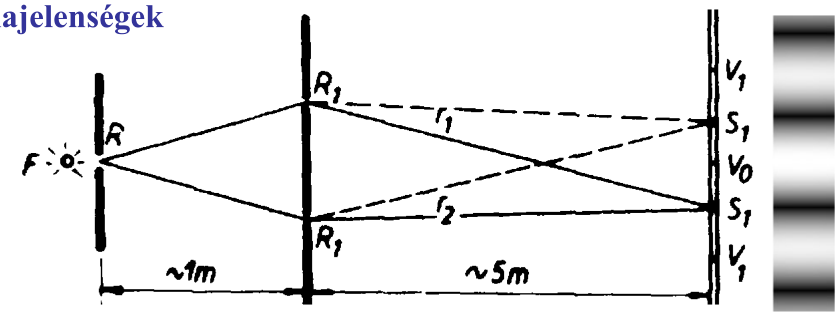
- Két divergens nyaláb találkozásánál létrejövő (ezért kétsugaras) interferenciajelenség, amely ernyőn felfogható minden olyan helyen, ahol a két nyaláb átfedi egymást.

Gyűjtőlencsék képsíkjában keletkező interferenciák

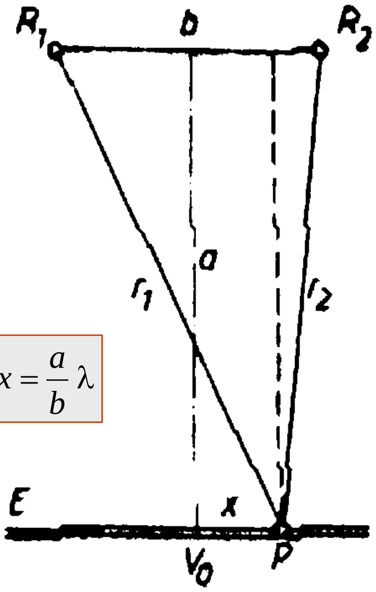
- Sík-párhuzamos lemeznél, ék alakú lemeznél, vékonyrétegeknél tapasztalható (két- és soksugaras) interferenciák.

Young-Fresnel-féle interferenciajelenségek

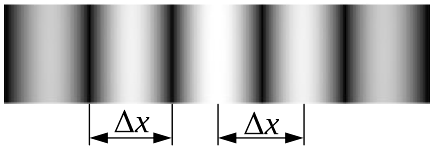
Young-féle interferencia-kísérlet (1802)



Mekkora az interferenciacsíkok távolsága?



$$\boxed{\Delta x = \frac{a}{b}\lambda}$$



A világos csíkok helyét meghatározó feltétel:
$$r_1 - r_2 = m\lambda$$

$$(r_1 - r_2)(r_1 + r_2) = r_1^2 - r_2^2$$

$$|x| \ll a \quad \text{és} \quad b \ll a \quad \Rightarrow \quad r_1 + r_2 \approx 2a$$

$$\left.\begin{aligned} r_1^2 &= a^2 + (b/2 + x)^2 = a^2 + (b/2)^2 + bx + x^2 \\ r_2^2 &= a^2 + (b/2 - x)^2 = a^2 + (b/2)^2 - bx + x^2 \end{aligned}\right] \Rightarrow$$

$$r_1^2 - r_2^2 = 2bx$$

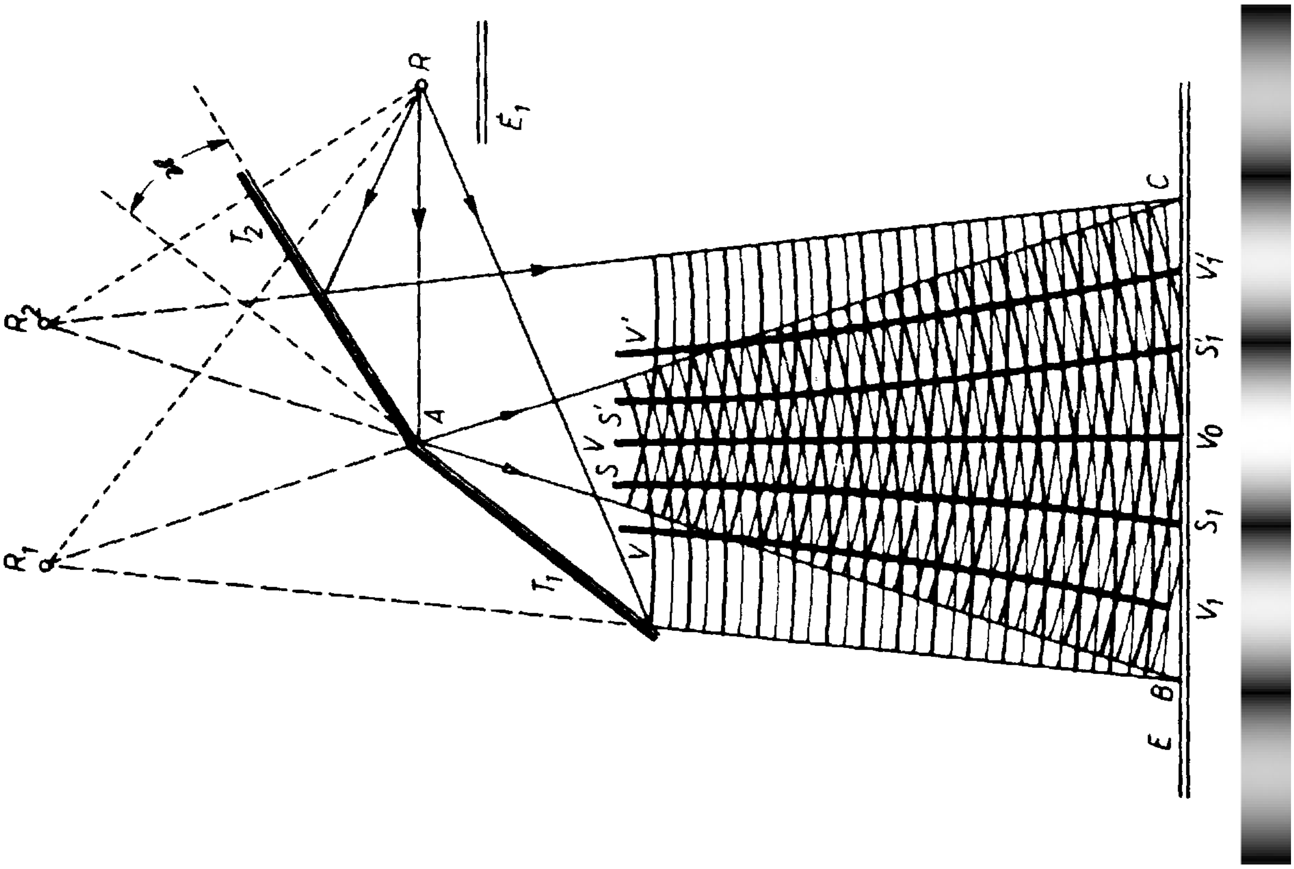
$$(r_1 - r_2)\cdot 2a = 2b\cdot x \quad \Rightarrow \quad r_1 - r_2 = (b/a)\cdot x$$

Az m-ed rendű világos csík helye: $\boxed{x_m = m\cdot\frac{a}{b}\lambda}$

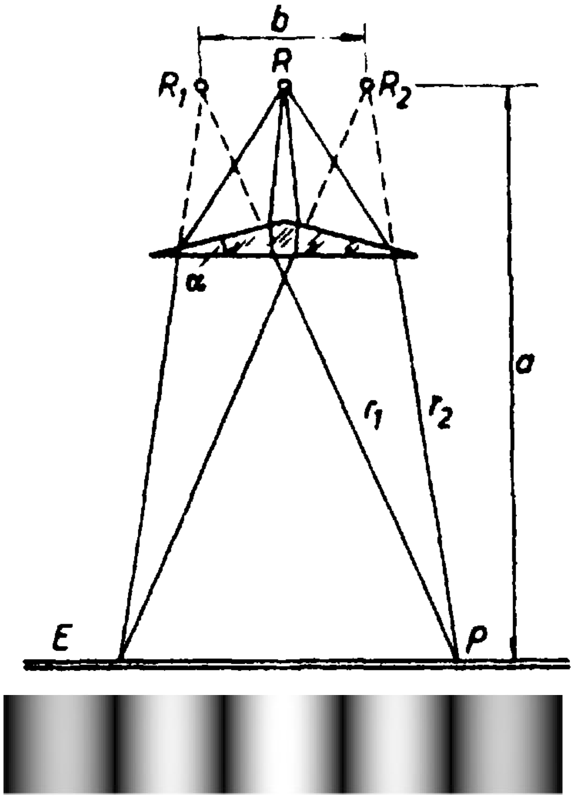
- λ = 0,5 μm esetén $\Delta x \geq 1$ mm teljesüléséhez $a/b \geq 2000$ szükséges.
- Ez a tény jelentős mértékben közrejátszott abban, hogy a kísérletet csak az 1800-as évek elején sikerült elvégezni.

A Young kísérlet fizika történeti jelentősége: a fény hullámtermészetét bizonyítja.

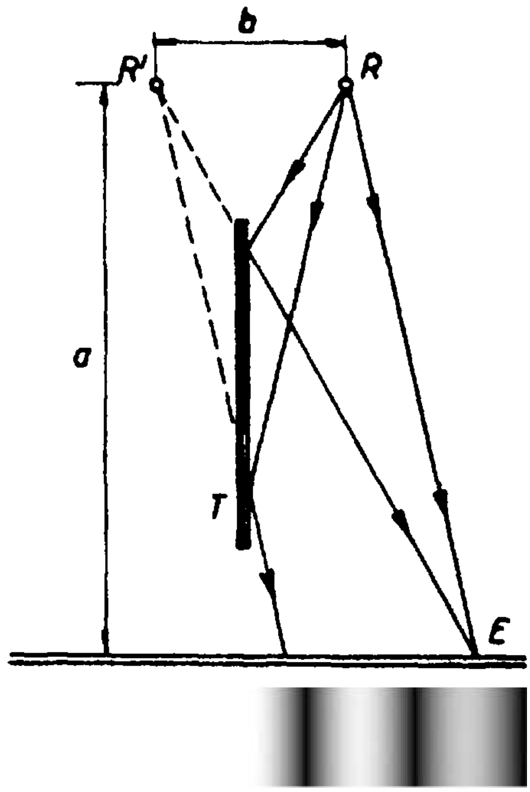
Fresnel-féle kettőstükör



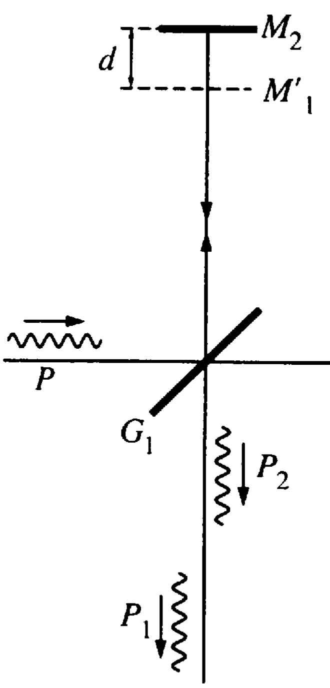
Fresnel-féle biprizma



Lloyd-féle tükör



Michelson-interferométer

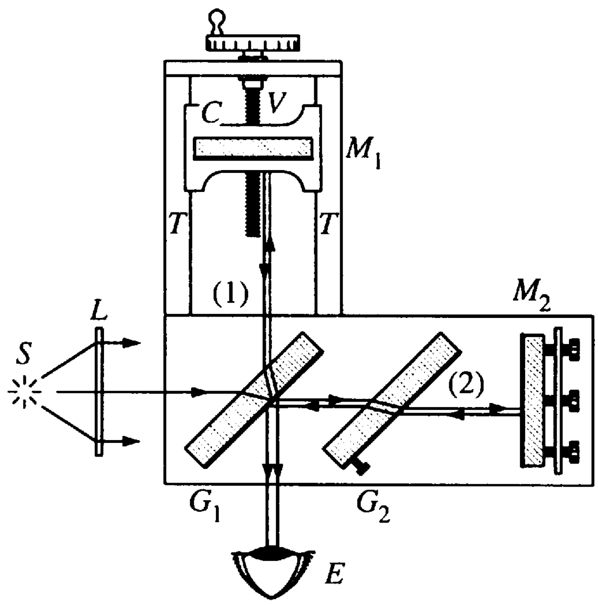


$\Delta = n\,2d$

Erősítés feltétele:

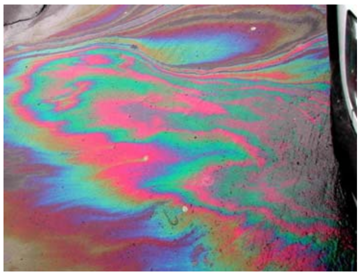
$\Delta = m \cdot \lambda$

$n \cdot 2d = m \cdot \lambda$

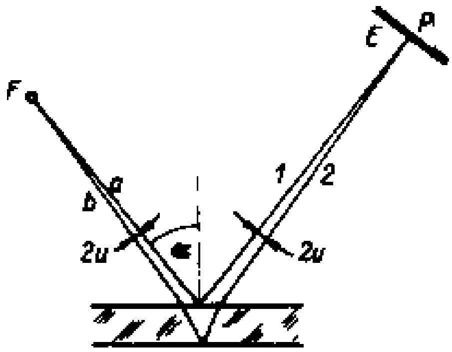


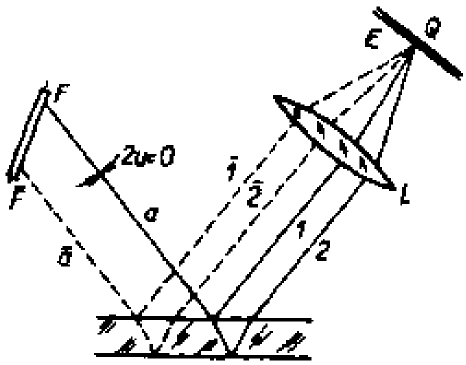
- A Michelson interferométer igen pontos távolságmérést tesz lehetővé, akár még λ/50 távolságváltozás – ez zöld fény esetén 0,01 μm (!) – is mérhető vele.
- Az ábráról is látható, hogy a Michelson-interferométerrel a koherenciahossz megmérhető!
- Spektroszkópiai alkalmazása is fontos.

Két- és soksugaras interferencia sík-párhuzamos és ék alakú lemezeken



- Vékonyrétegeken, pl. vízen úszó olajfolton, szappanhártyán gyakran láthatunk színeződéseket. Ezek a vékonyréteg felső és alsó felületéről visszaverődő hullámok interferenciájával magyarázhatók meg.
- Ezen típusú interferencia gyakorlati szempontból is lényeges, mert ezen alapul több fontos optikai eszköz működése.
- Az interferencia-mintázatok egy gyűjtőlencse képsíkjában (pl. a szemünk retináján) jönnek létre. Ezért a fényforrás mérete nagy lehet, ugyanis az interferenciát létrehozó sugarak nyílásszöge $2u \approx 0$, így a fényforrás D méretére vonatkozó $D \cdot \sin u \ll \lambda/2$ feltétel nagy kiterjedésű fényforrásra is teljesül.





278,1. ábra

- Ez előnyösen befolyásolja az interferenciajelenség fényerrőségét.

Interferencia planparalel lemezeken

- **Az erősítés és gyengítés feltételének kiszámítása**

$$\Delta_{21} = n \cdot (\overline{AB} + \overline{BC}) - n_0 \overline{AE}$$

$$\Delta_{2'1'} = n \cdot (\overline{BC} + \overline{CD}) - n_0 \overline{BE'}$$

$$\Delta_{21} = \frac{2d}{\cos\beta}(n - n_0 \sin\alpha \cdot \sin\beta) =$$

$$= \frac{2d\,n}{\cos\beta}(1 - \sin^2\beta) = 2d\,n\cos\beta$$

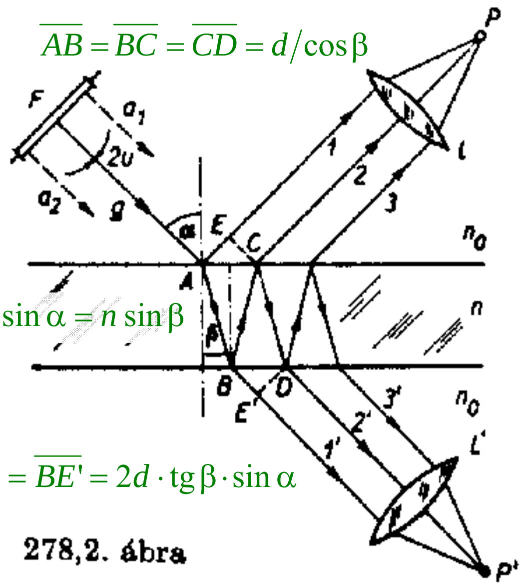
$$\Delta_{21} = 2d\,n\sqrt{1 - \sin^2\beta}$$

$$\boxed{\Delta_{21} = \Delta_{2'1'} = 2d\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2\alpha}}$$

$$\overline{AB} = \overline{BC} = \overline{CD} = d/\cos\beta$$

$$n_0 \sin\alpha = n \sin\beta$$

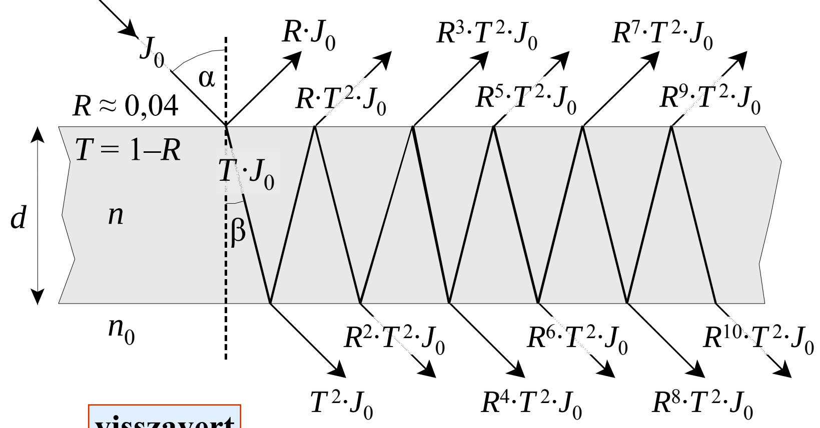
$$\overline{AE} = \overline{BE'} = 2d \cdot \mathrm{tg}\,\beta \cdot \sin\alpha$$



278,2. ábra

- Optikailag sűrűbb közeg határán való visszaverődésnél a kísérletek szerint – összhangban az elmélettel – 180º fázisugrás lép fel, amelynek $\pm\lambda/2$ útkülönbség felel meg. Ezért visszavert fény estén az optikai úthosszhoz még $\pm\lambda/2$ hozzá kell adni.
- A 180º fázisugrás miatt a visszavert és az átmenő fényben az interferenciaképek egymás komplementerei.
- Visszavert fényre: $\boxed{2d\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\alpha} = \begin{cases} (2m+1)\,\lambda/2 & \text{esetén maximum} \\ 2m\,\lambda/2 = m\lambda & \text{esetén minimum} \end{cases}}$ $\quad m = 0, 1, 2, \ldots$
- Átmenő fényre megfordítva, összhangban a két jelenség komplementer jellegével.

- **Az interferencia láthatósága**



Visszavert fény esetén

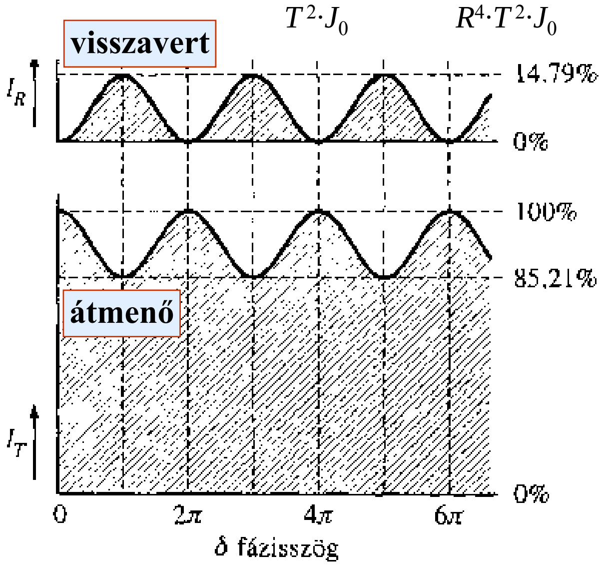
$$\frac{J_2}{J_1} = T^2 = 0{,}9216$$

$$\frac{J_3}{J_2} = \frac{J_4}{J_3} = \ldots = R^2 = 0{,}0016$$

Átmenő fény esetén

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{J_3}{J_2} = \ldots = R^2 = 0{,}0016$$

- Mivel R kicsi az interferencia gyakorlatilag kétsugaras!



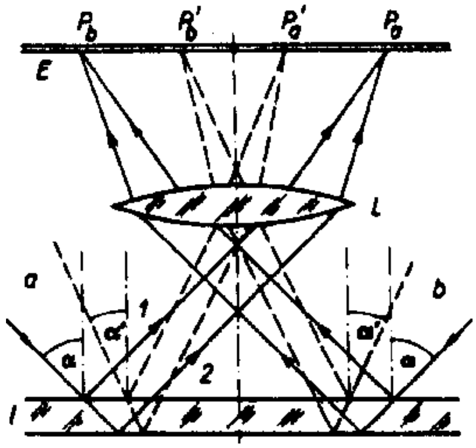
- Visszavert fény esetén a két hullám intenzitása közel egyenlő (92,16%).
- Átmenő fényre a második nyaláb sokkal kisebb intenzitású mint az első (0,16%).
- Ezért, bár a **visszavert** fényre a jelenség sokkal fényszegényebb, mégis az interferencia kontrasztja sokkal jobb!
- Az interferenciajelenség láthatósága:

$$\boxed{V = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} + J_{min}}} \qquad (0 \le V \le 1)$$

Alkalmazások

Egyenlő beesés görbéi

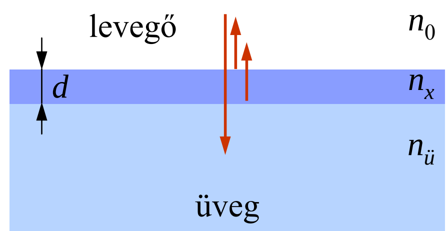
- Egy adott α beesési szögű fénysugarat a lemez két párhuzamos fénysugárra bont, melyek a lencse fókuszsíkjának egy adott pontjában találkoznak és itt az útkülönbségüknek megfelelően interferálnak.
- Egy adott lemezre az interferáló két sugár közötti útkülönbség csak az α beesési szögtől függ.
- Így, az azonos beesési szögű fénysugarak azonos fényhatást létesítenek a fókuszsík nekik megfelelő pontjában. Ezek a pontok egy görbén helyezkednek el. Nyílván más beesési szöghöz más fényhatású görbe tartozik.



- Mivel egy adott görbéhez ugyanolyan beesési szög tartozik, ezért az azonos beesés görbéinek nevezik a fókuszsíkban létrejövő görbéket.

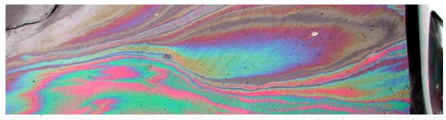
Reflexió csökkentés

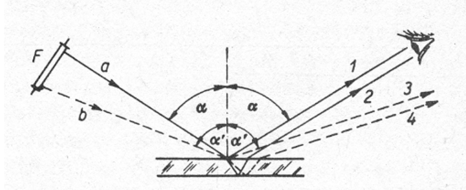
- Az üvegre egy adott törésmutatójú vékonyréteg felvitelével a felület reflexiója csökkenthető.
- A reflexió csökken, ha a két felületről visszaverődő hullámok gyengítik egymást. Ennek feltételei:



$$n_x \cdot 2d = \lambda/2 \qquad \text{és} \qquad \frac{n_x}{n_0} = \frac{n_ü}{n_x} \quad \Rightarrow \quad n_x = \sqrt{n_0\, n_ü} \approx \sqrt{n_ü} \qquad \text{és} \qquad d = \frac{\lambda}{4\sqrt{n_0\, n_ü}} \approx \frac{\lambda}{4\sqrt{n_ü}}$$

Vékonyrétegek egyenletes színeződése





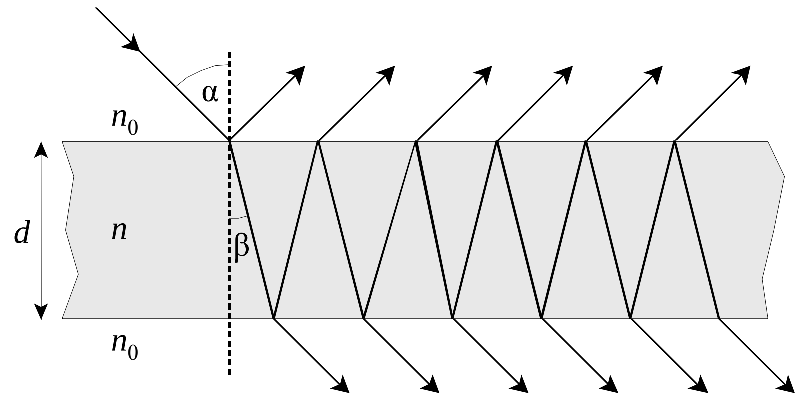
278,5. ábra

- Fehér fényt alkalmazva interferenciát csak vékonyrétegek esetén figyelhetünk meg, hiszen az útkülönbségnek kisebbnek kell lennie mint a koherenciahossz, amely fehér fényre csak néhány hullámhossznyi.
- A rétegre távolról ránézve – a pupilla fényhatárolása miatt – előfordulhat, hogy csak bizonyos irányokból jutnak sugarak a szemünkbe.
- Ha az adott irányból egy adott spektrumszínre kioltás van, akkor szemünkben a színkeverés miatt a spektrumszín kiegészítő (komplementer) színének megfelelő színérzet áll elő. Azaz a réteg (adott része) a kioltott spektrumszín komplementerében látszik.
- Nagyon vékony rétegeknél ($d \ll \lambda$) az optikai úthosszkülönbség elhanyagolható. Így az optikailag sűrűbb felületen fellépő a 180º-os fázisugrás miatt a megfigyelési szögtől függetlenül kioltás lép fel. Vagyis a rétegre ránézve, sötétnek látszik a felülete!

Soksugaras interferencia planparalel lemezen

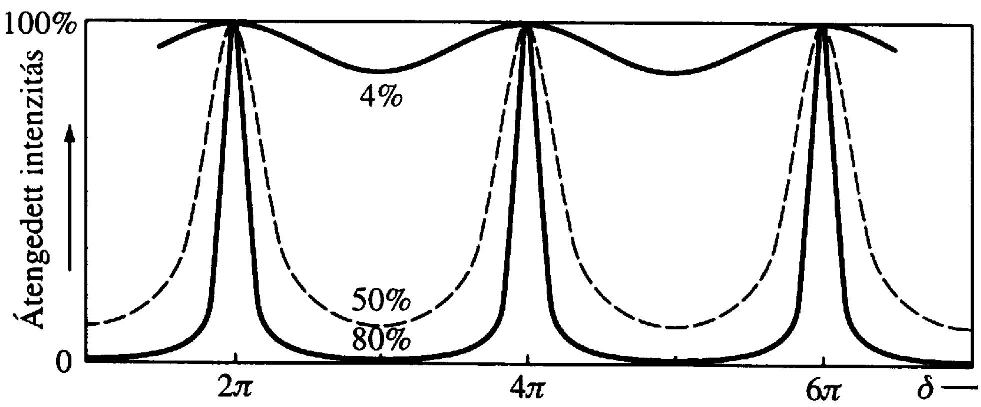
- A lemez felületeinek reflexióképessége vékony fém- (pl. ezüst, arany) réteggel való bevonásával megnövelhető. Ekkor az interferenciánál már soksugaras lesz.
- A reflexióképesség a beesési növelésével növelhető. Ha a lemezen belül a beesési szög közel van a teljes visszaverődés határszögéhez, akkor a reflexióképesség megnő (Lummer-Gehrcke-lemez).
- Soksugaras interferenciánál a világos csíkok, gyűrűk sokkal keskenyebbek! (lásd később)

Az átengedett (transzmittált) intenzitás szemléltetése soksugaras interferenciánál.



két egymást követő hullám közötti fáziskülönbség:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos\beta$$

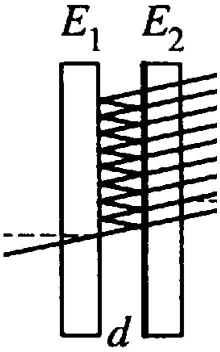


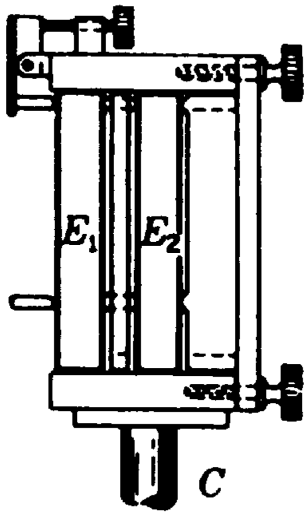
$$I_t = \frac{I_i}{1 + F\sin^2\frac{\delta}{2}}$$

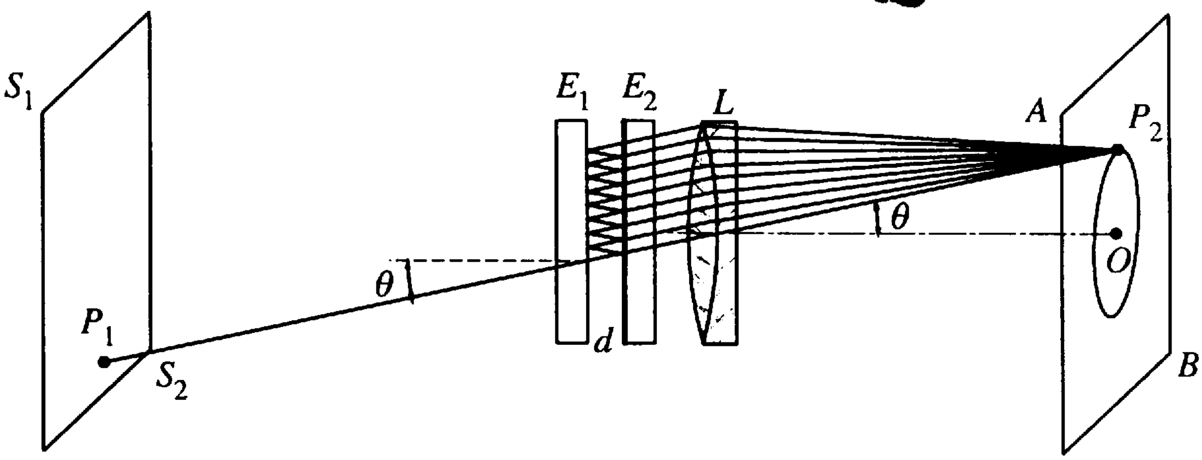
$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}$$

R a reflexiós tényező

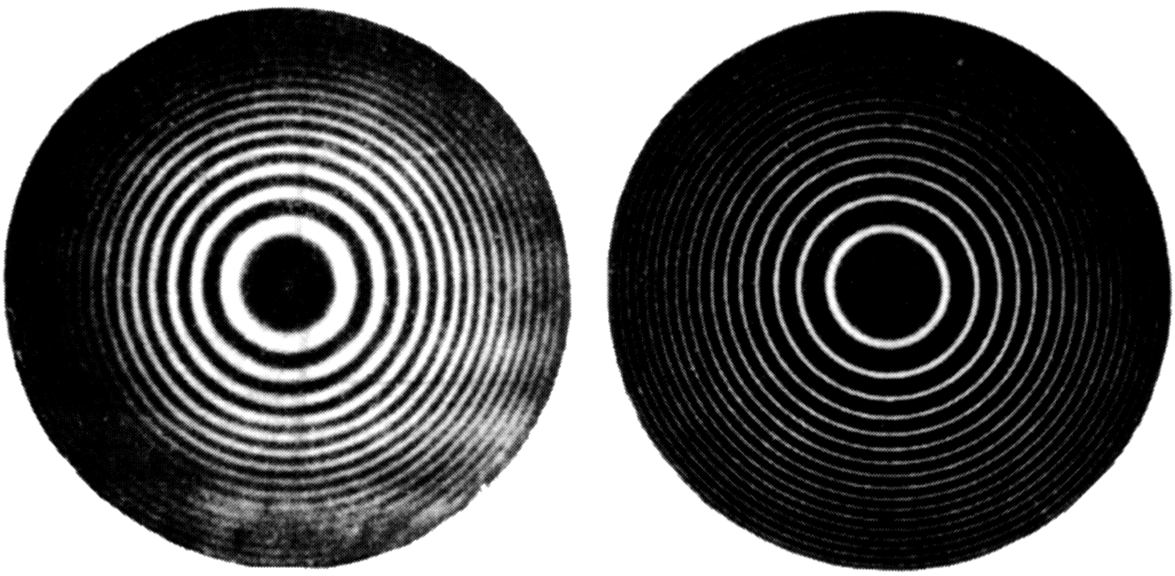
Fabry-Perot-interferométer







A soksugaras interferencia sokkal keskenyebb intenzitáseloszlást eredményez mint a kétsugaras interferencia.

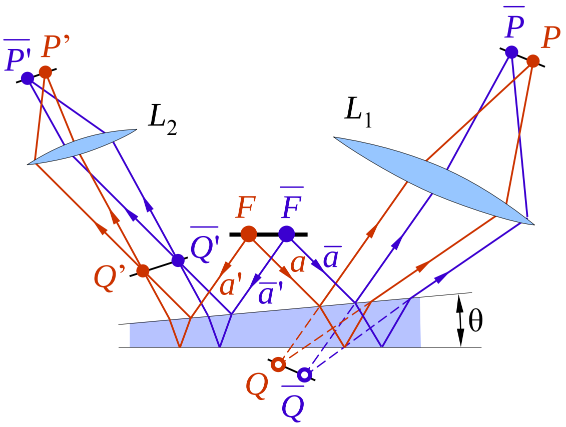


(*a*) (*b*)

7.14.ábra.
Csíktípusok összehasonlítása: (a) *Michelson-interferométerrel,* (b) *Fabry–Perot-féle interferométerrel létrehozott csíkok 0,8 reflektivitású felületeknél*

A Fabry-Perot interferométerrel igen nagy felbontás érhető el spektrumok vizsgálatánál!

Interferencia ék alakú lemezeken

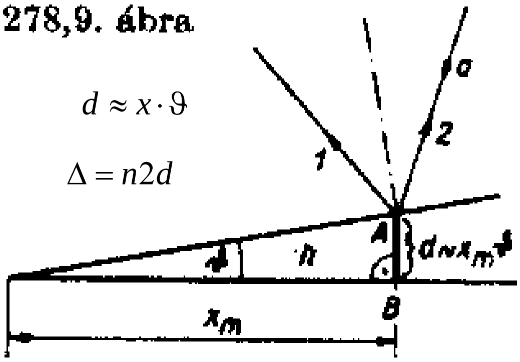


- A lencse helyzetét a megfigyelés helyétől és irányától függőn kell megválasztani.
- A megfigyelésnél kis belépési pupillájú lencsét kell alkalmazni, mert különben a lencsébe jutó más irányú sugarak hatására az interferenciacsíkok elmosódnak.
- Ha L_1 és L_2 lencsék szerepét a szemlencsénk helyettesíti, akkor az első esetben az ék alatt, míg a második esetben az ék felett látjuk az interferenciajelenséget.

Azonos vastagság görbéi

- Adott beesési szög esetén az útkülönbség a lemez vastagságától függ. Így a képsíkban látható az azonos fényhatású interferenciagörbék pontjaihoz a lemez vastagságú helyei tartoznak.
- Ezért a képsíkbeli görbéket az azonos vastagság görbéinek nevezik.
- Igen kis hajlásszögű ék esetén, közel merőleges beesésnél, az ék élével párhuzamos csíkrendszert látunk az ék felületén.
- A világos és sötét csíkok helyei:

278,9. ábra



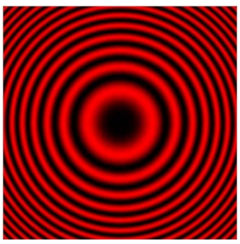
$$d \approx x \cdot \vartheta$$

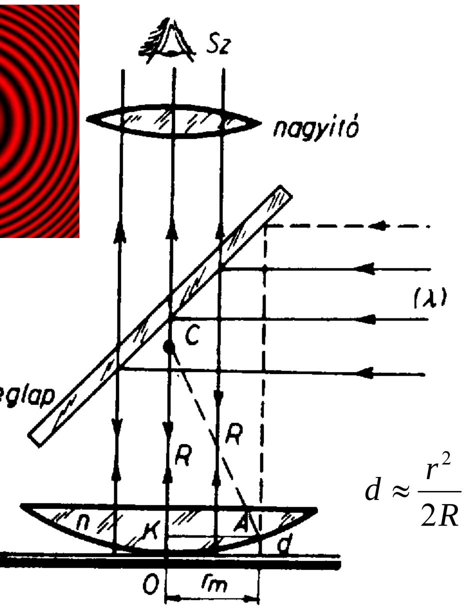
$$\Delta = n2d$$

$$\boxed{x_m^{(v)} = (m + 1/2)\frac{\lambda}{2n\vartheta}}$$

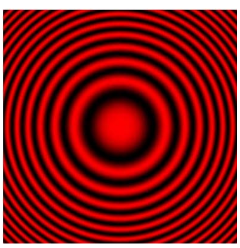
$$\boxed{x_m^{(s)} = m\frac{\lambda}{2n\vartheta}}$$

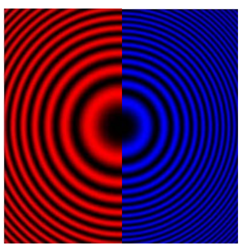
Newton-féle gyűrűk



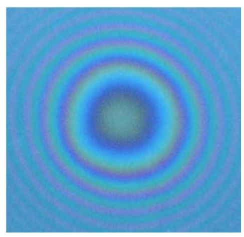


$$d \approx \frac{r^2}{2R}$$





Fehér fény esetén
a gyűrűk színesek.



- Optikai úthosszkülönbség

$$\Delta = n_l\, 2d \approx n_l\, r^2/R \quad \Rightarrow \quad r = \sqrt{\Delta\, R/n_l}$$

Sötét gyűrűk sugara

- Visszavert fény esetén (fázisugrás)

$$\Delta + \lambda/2 = (2m+1)\lambda/2 \quad \Rightarrow \quad \Delta = m\lambda$$

$$m = 0, 1, 2, \ldots$$

$$\boxed{r_m = \sqrt{m\lambda\, R/n_l} \approx \sqrt{m\lambda R}}$$

- Átmenő fény esetén (nincs fázisugrás)

$$\Delta = (2m+1)\lambda/2$$

$$\boxed{r_m = \sqrt{(m+1/2)\lambda\, R/n_l} \approx \sqrt{(m+1/2)\lambda R}}$$

- A gyűrűk sugara a hullámhossz gyökével arányos.