

Fénytan, színdinamika

1. előadás: A fizikai optika áttekintése

Ez elektromágneses hullámeqyenlet levezetése (ismétlés)

Valódi töltésektől és vezetési áramoktól mentes szigetelőkre ($\mu_r \approx 1$) az egyenletek:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \vec{D} = \nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot \vec{H} = 0$$

Az anyagegyenletek továbbá: $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}$ $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E}$

Felhasználva az összefüggést: $\nabla \times (\nabla \times \vec{u}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \Delta \vec{u}$

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \vec{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \\ \Delta \vec{H} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \end{array} \right.$$

Ezekből levezethetők a homogén hullámeqyenletek a térerősségekre:
Bármely komponensre (i lehet x , y , vagy z):

Δ : Laplace operátor

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad \frac{\partial^2 H_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_i}{\partial z^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 H_i}{\partial t^2} = 0$$

A hullámok fázissebessége (ismétlés)

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \qquad \frac{\partial^2 H_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_i}{\partial z^2} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H_i}{\partial t^2} = 0$$

Összehasonlítva az általános homogén hullámegyenlettel egy tetszőleges u mennyiségre:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \qquad \left(\Delta u - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \right) \quad \Delta: \text{Laplace operátor}$$

Az általános alakban v a hullám terjedési sebessége, tehát az elektromágneses hullámra:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \text{ amely vákuum esetén: } \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (\text{a fény sebessége vákuumban})$$

Ezt elméletileg Maxwell vezette le és vette észre a levezetett fázissebesség egyezését a megmért fénysebességgel. „Valószínűsíthető, hogy a fény (és a hőszugárzás) is egy a felírt törvények szerint az elektromágneses térben terjedő zavar” (1864).

Az így megjósolt EM hullámokat (a rádióhullám tartományban) Hertz előállította és kísérletileg kimutatta 1888-ban.

Monokromatikus síkhullám megoldás (ismétlés)

Az előbbi homogén hullámegyenleteknek egyik lehetséges megoldásai a síkhullámok. Ha a **hullám forrásától elegendően messze** vagyunk akkor mindig tekinthetjük a hullámokat síkhullámoknak. Egy z irányba terjedő síkhullámra:

$$E_x = E_{x0} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \right] = E_{x0} \sin(\omega t - kz)$$

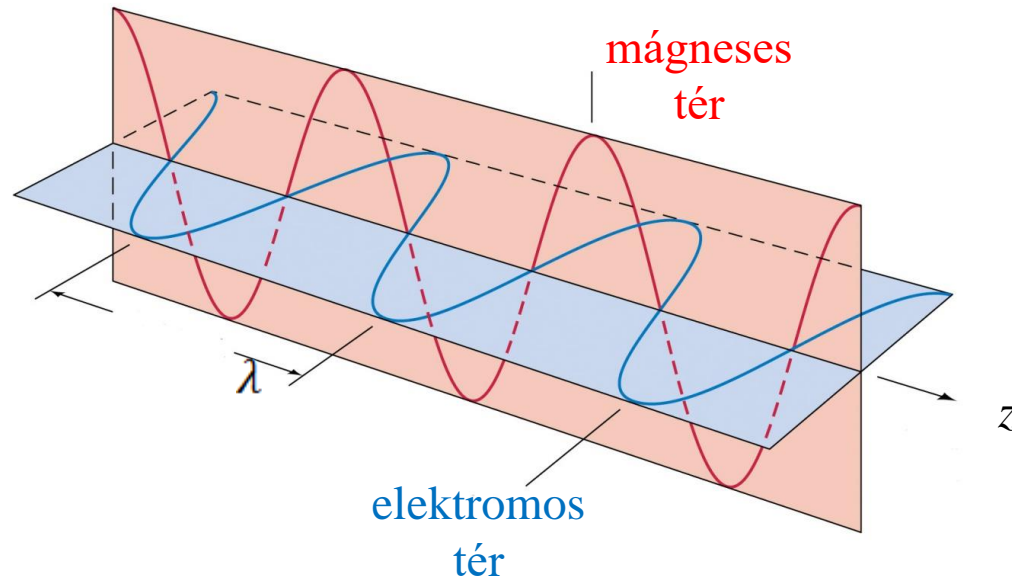
$$H_y = H_{y0} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \right] = H_{y0} \sin(\omega t - kz)$$

T : periódusidő λ : hullámhossz

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f \quad \text{körfrekvencia}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(kör)hullámszám}$$

Ez a megoldás monokromatikus mivel csak egyféle frekvenciát tartalmaz.



Az elektromágneses hullámban \vec{E} és \vec{H} merőleges,
Továbbá \vec{E} , \vec{H} , és \vec{v} jobbsodrású rendszert alkot (itt x, y, z).

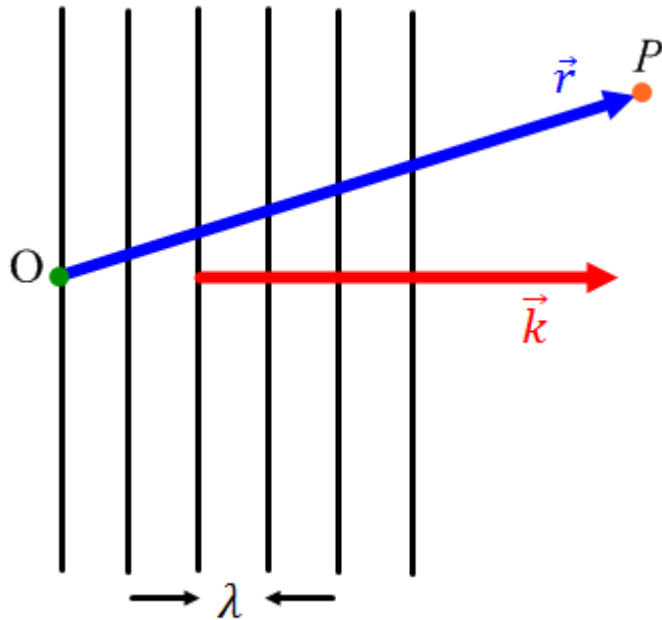
Az elektromágneses hullám **transzverzális**.

Az elektromos és mágneses tér egymással azonos fázisban van.

Tetszőleges irányba terjedő síkhullám (ismétlés)

Általánosan a hullám terjedési irányát a körhullámszám vektor iránya jelöli ki (a sebesség iránya is ugyanaz). Az elektromos és mágneses térerősség a hely és idő függvényében:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$



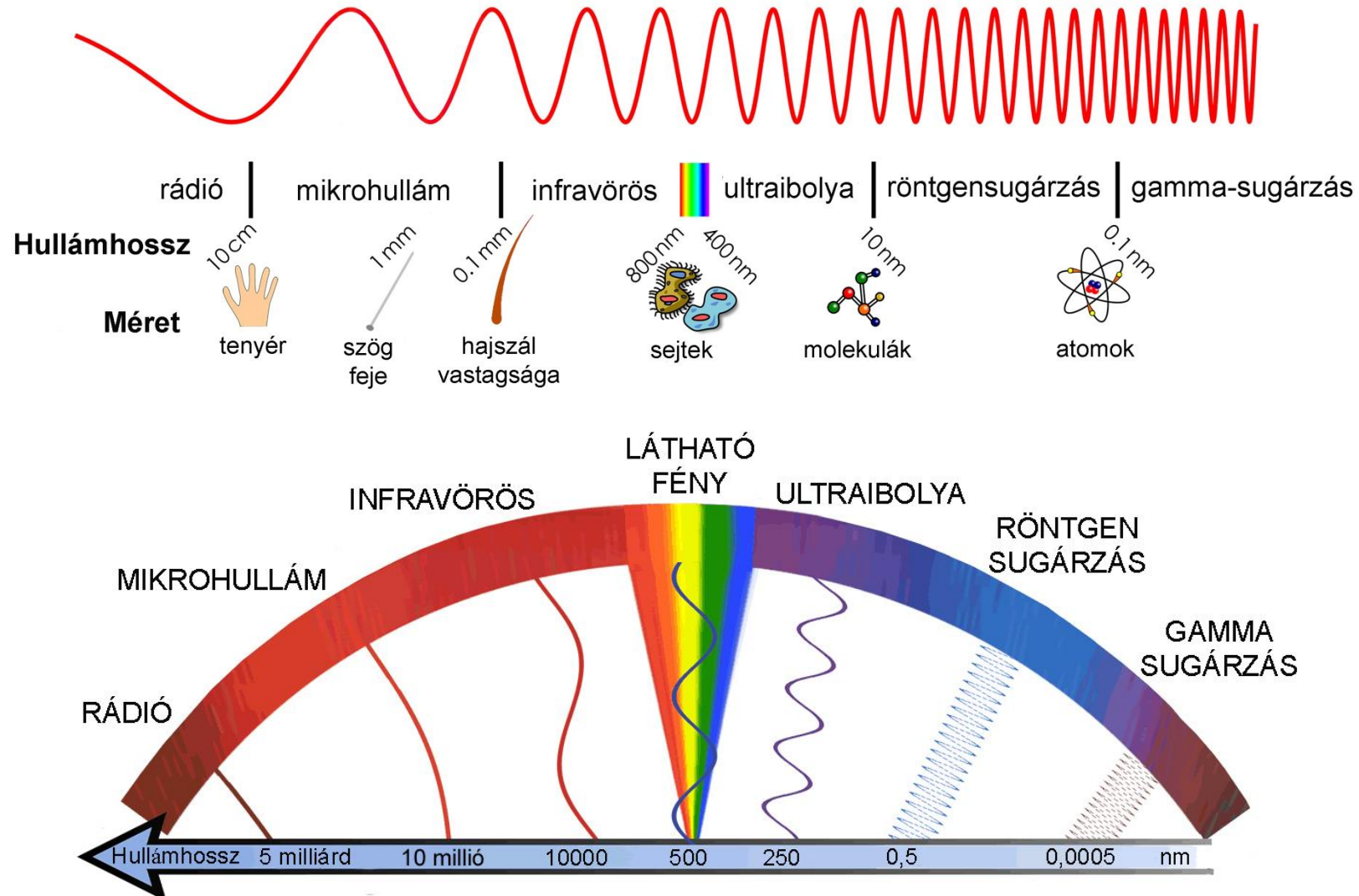
Térben az azonos fázisban lévő pontok halmaza egymást hullámhossznyi távolságonként követő síkok.

Általában az elektromágneses hullám sok különböző frekvenciájú hullámból tevődik össze. A különböző frekvenciák arányát mutatja az elektromágneses hullám spektruma (színképe).

Ha a hullámhossz nagyjából 400 és 800 nm között van, akkor a hullám a látható tartományba esik.

A teljes elektromágneses színekép (ismétlés)

Az elektromágneses hullám hullámhossza (frekvenciája, vagy energiája) több nagyságrenden keresztül változhat. A látható tartomány (fény) ennek csak nagyon kis része:



Energiaterjedés az elektromágneses hullámban (ismétlés)

Az elektromágneses hullám terjedése során energia is áramlik. Az energiatervedés iránya ugyanaz mint a hullám iránya, és a pillanatnyi energia-áramsűrűséget egy pontban a **Poynting-vektor** adja meg:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad [\vec{S}] = \frac{\text{V A}}{\text{m m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Egy tetszőleges felületen átáramló pillanatnyi teljesítmény tehát: $P(t) = \int_F \vec{S} \cdot d\vec{A}$

Az elektromágneses tér energiasűrűsége: $w_{EM} = \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2$

Az elektromos és mágneses tér fázisa megegyezik, és az általuk tárolt energia is:

$$\frac{1}{2} \epsilon E^2 = \frac{1}{2} \mu H^2 \quad \rightarrow \quad \text{a csúcsértékekre: } \frac{1}{2} \epsilon E_0^2 = \frac{1}{2} \mu H_0^2 \quad \rightarrow \quad H_0^2 = \frac{\epsilon}{\mu} E_0^2$$

Tehát a Poynting-vektor kifejezhető csak az egyik térerősséggel:

$$\begin{aligned} \vec{S} &= \vec{E} \times \vec{H} = EH\vec{e} = \vec{e}E_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) H_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) = \\ &\vec{e}E_0 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 \sin^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) = \vec{e} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0^2 \sin^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{a hullám terjedési} \\ \vec{e} \text{ irányába mutató} \\ \text{egységvektor} \end{array}$$

Emellett írható még:
$$\vec{S} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E^2 \vec{e} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon\mu}} \epsilon E^2 \vec{e} = v \epsilon E^2 \vec{e} = v w_{EM} \vec{e} = w_{EM} \vec{v}$$

Energiaterjedés az elektromágneses hullámban/2

Tekintsük az

$$\vec{S} = w_{EM} \vec{v} \quad \text{összefüggést!}$$

Tűző napon (délben, nyáron) a Föld felszínén legyen a Nap fényének intenzitása $I=1200\text{W/m}^2$

Ebből kiszámítható, hogy $w_{EM} = I/c = 1200/(3 \cdot 10^8) = 4\mu\text{J/m}^3$. Megjegyzendő, hogy ez számértékileg egyezik a fény nyomásával $p_f = 4\mu\text{Pa}$ (fekete felület esetén) ($\text{J/m}^3 = \text{N/m}^2 = \text{Pa}$)

Az elektromágneses tér energiasűrűsége: $w_{EM} = \varepsilon E^2$ alapján igaz-e az, hogy a napfényben az elektromos térerősség átlagértéke $E = (w_{EM}/\varepsilon) = ((4 \cdot 10^{-6})/(8,85 \cdot 10^{-12}))^{1/2} = 672 \text{ V/m}$?

Természetesen nem, mert a napfényben a fotonok térerőssége „össze-vissza” áll, az átlaguk ezért nulla!

A számítás viszont igaz a koherens lézerfényre!

Koherens hullámok interferenciája (ismétlés)

Az energia-áramsűrűség nagyságának időátlagát a hullám intenzitásának nevezzük:

$$I = \langle S \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle E^2 \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{1}{T} \int_0^T E_0^2 \sin^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) dt = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{E_0^2}{2}$$

Ha két egyenlő frekvenciájú, egymásra nem merőleges síkokban rezgő hullám a tér egy részében úgy találkozik, hogy a fázisuk közötti különbség huzamosabb ideig állandó akkor abban a térrészben állóhullám jön létre.

Az ilyen hullámokat **koherens** hullámoknak nevezzük, a megfigyelhető jelenség pedig az **interferencia**.

$$\text{Legyen a két hullám: } \vec{E}_1 = \vec{E}_{10} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{20} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \delta)$$

Az eredő térerősség minden pontban és időben a két térerősség vektori összege:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{10} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + \vec{E}_{20} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \delta)$$

$$\text{Az eredő térerősség négyzete: } E^2 = \vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$$

Az interferencia tag (ismétlés)

A két koherens hullám által létrehozott intenzitás:

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle E^2 \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle E_1^2 \rangle + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle E_2^2 \rangle + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{E_{10}^2}{2}}_{I_1} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{E_{20}^2}{2}}_{I_2} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle}_{I_{12}}$$

Az interferencia tag:

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle 2\vec{E}_{10} \cdot \vec{E}_{20} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \cos(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \delta) \rangle \begin{cases} \cos(\alpha + \beta) = \cos\alpha\cos\beta - \sin\alpha\sin\beta \\ \cos(\alpha - \beta) = \cos\alpha\cos\beta + \sin\alpha\sin\beta \end{cases} +$$

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle \vec{E}_{10} \cdot \vec{E}_{20} [\cos(2\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \delta) + \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \delta)] \rangle$$

Az első tag időátlaga 0, másodiké önmaga, hisz az időtől független:

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \vec{E}_{10} \cdot \vec{E}_{20} \cos[(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} - \delta] = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \vec{E}_{10} \cdot \vec{E}_{20} \cos[\Delta\varphi] \quad \Delta\varphi: \text{fáziskülönbség}$$

Speciális eset: $\vec{E}_{10} = \vec{E}_{20} = \vec{E}_0$ tehát $I_1 = I_2 = I$ konstruktív és destruktív interferencia:

$$I_k = I + I + 2I = 4I \quad (\Delta\varphi = 0)$$

$$I_d = I + I - 2I = 0 \quad (\Delta\varphi = \pi)$$

Interferencia tehát akkor van, ha az eredő hullám intenzitása nem egyenlő a két rész hullám intenzitásának az összegével

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad \text{ahol } I_{12} \neq 0$$

Az interferencia feltételeinek (koherencia feltételek) összefoglalása:

- 1) $\omega_1 = \omega_2$, azaz a két hullám frekvenciája azonos, Mi van ha csak majdnem egyenlő?
- 2) $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \neq 0$, azaz a két hullám térerősség-vektora nem merőleges egymásra,
- 3) $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{állandó}$, azaz a hullámvonulatok kezdőfázis-különbségei időben állandók,
- 4) $\Delta s < \sigma_k$, azaz a két úton haladó fényhullám útkülönbsége kisebb, mint a koherenciahossz.

Megjegyzés: hanghullámok esetén csak az 1) feltétel, rádióhullámok esetén 1) és 2) feltétel kell, a fény esetében bonyolódik el a helyzet!

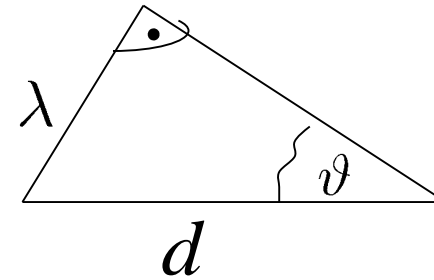
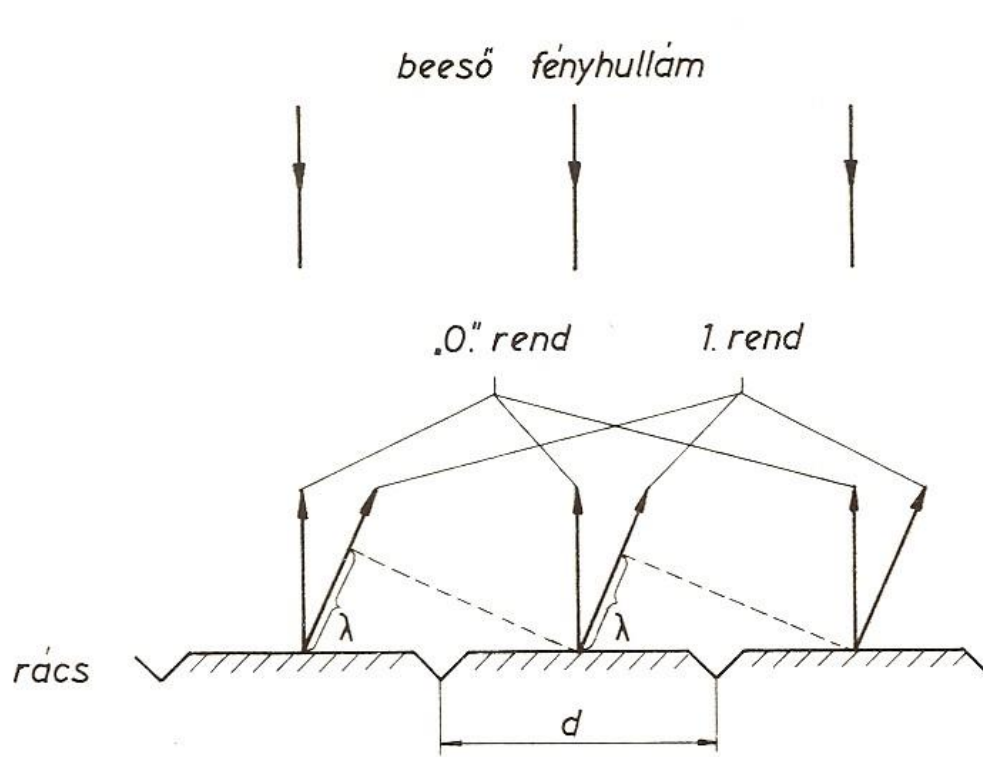
$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \cos \delta$$

A fentiek a hullámhossz segítségével is megfogalmazhatók: a fáziskülönbség $\delta = k_2 x_2 - k_1 x_1 + \delta_{01} - \delta_{02}$, ha $\delta_{01} = \delta_{02}$ és $k_1 = k_2 = k$, akkor: $\delta = k \cdot (x_2 - x_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x$. Tehát ha a két hullám között a szétváláskor nem jött létre fáziskülönbség, és szétválás után is azonos közegben haladnak, akkor a fáziskülönbség az útkülönbséggel arányos, az arányossági tényező $\frac{2\pi}{\lambda}$. Ennek megfelelően maximális az erősítés, ha az útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse:

$$2m\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \rightarrow \Delta x = \lambda \cdot m, \quad m - \text{egész szám.}$$

Maximális gyengítés (esetleg kioltás) pedig a hullámhossz felének páratlan számú többszöröseivel megegyező útkülönbség esetén lesz: $(2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \rightarrow \Delta x = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$.

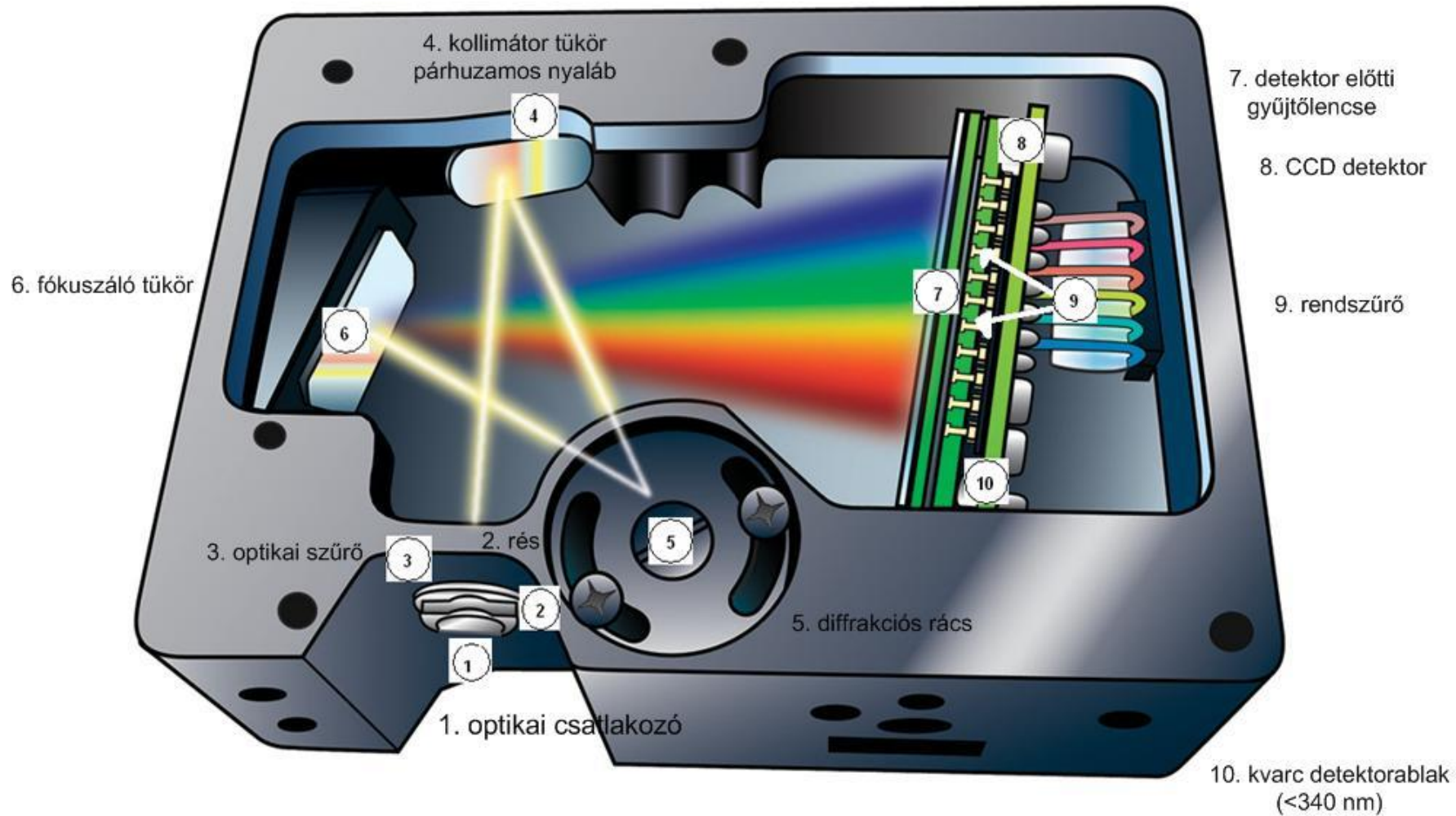
Fontos példa az interferenciára



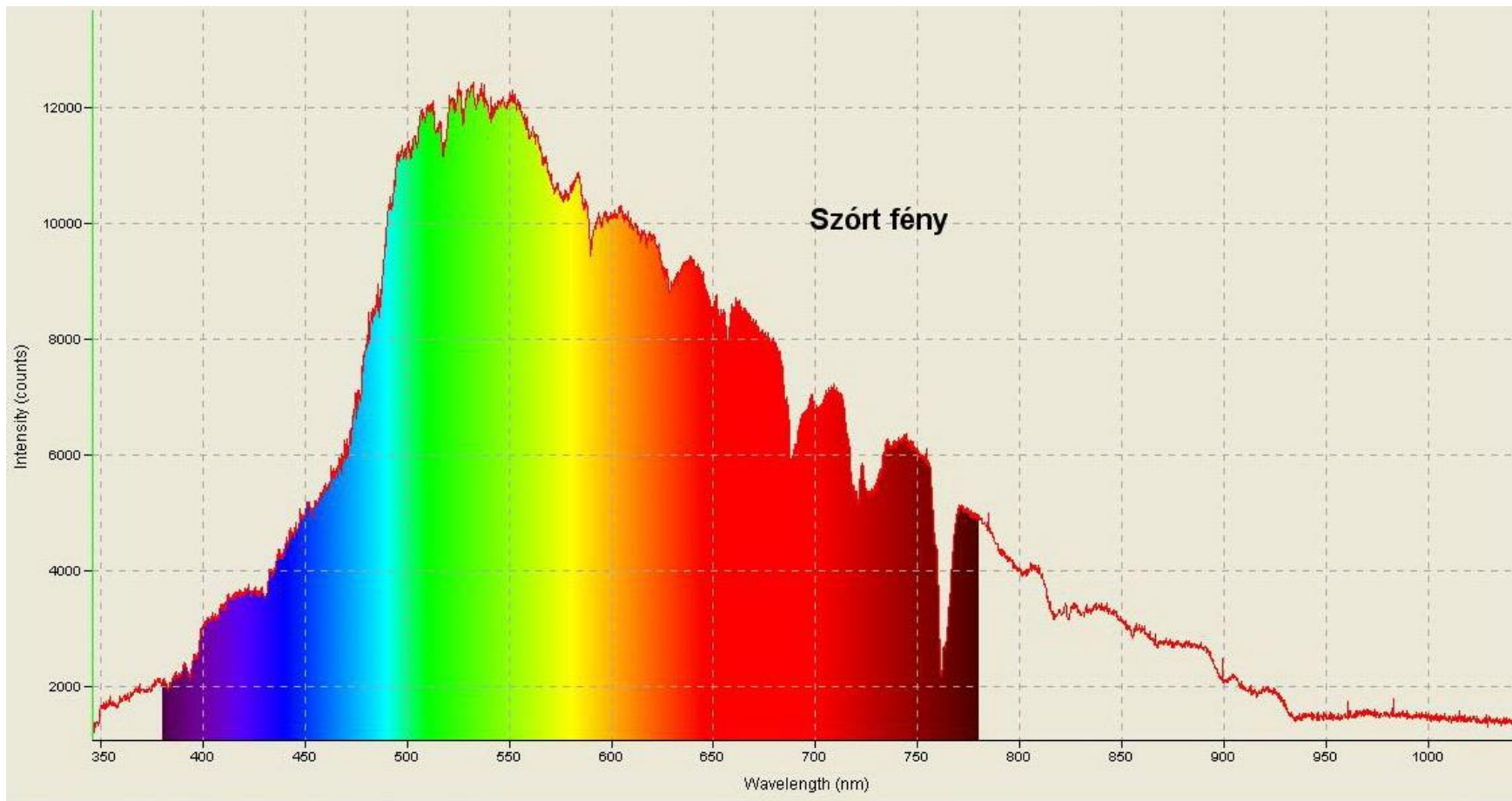
$$\frac{\lambda}{d} = \sin \vartheta$$

A **reflexiós optikai rács** periodikus szerkezetén a fénycsugár elhajlást szenved. (Azaz azokba az irányokba is van reflexió, amelyekre a szomszédos hullámok útkülönbsége λ .)

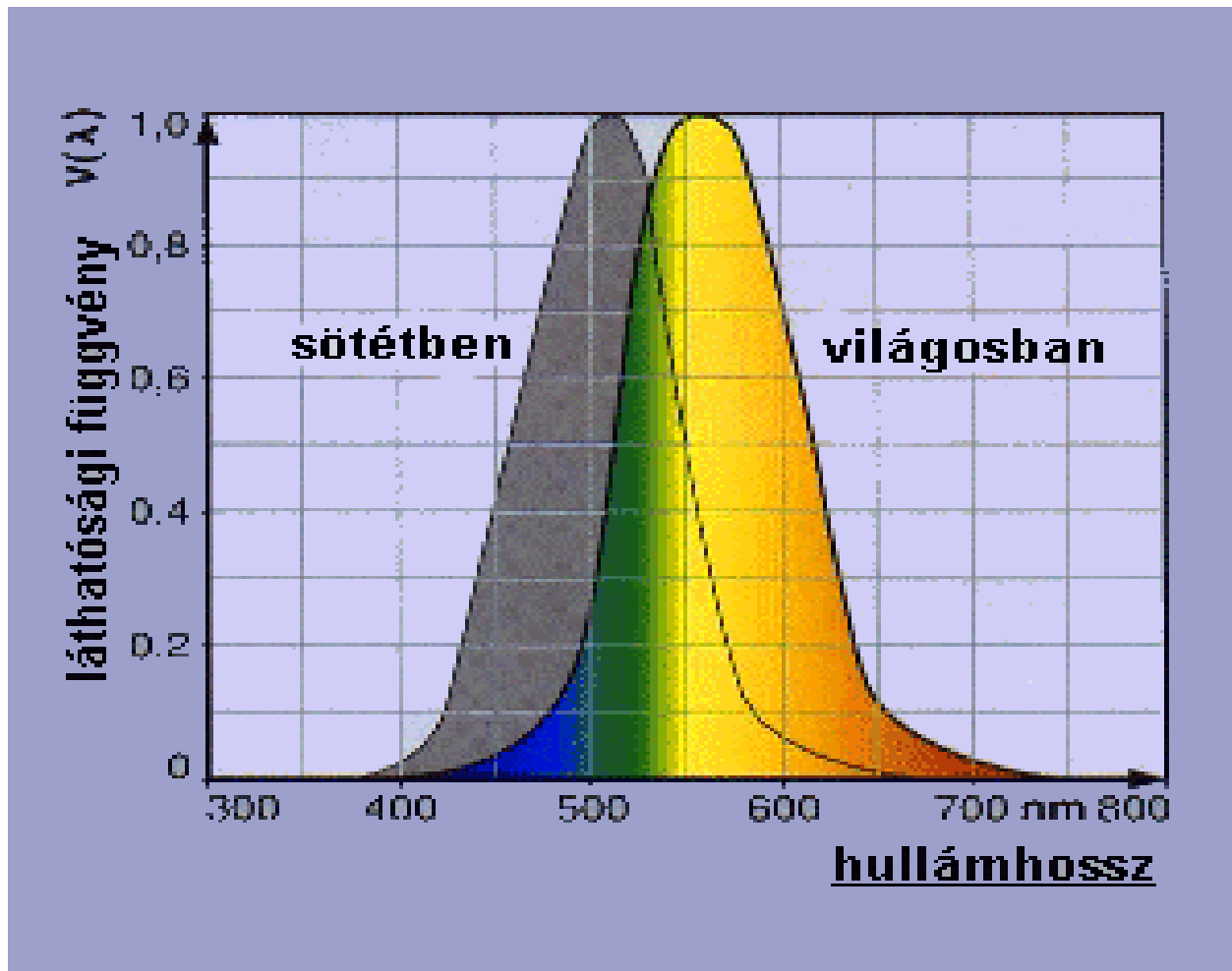
USB4000 száloptikás spektrométer



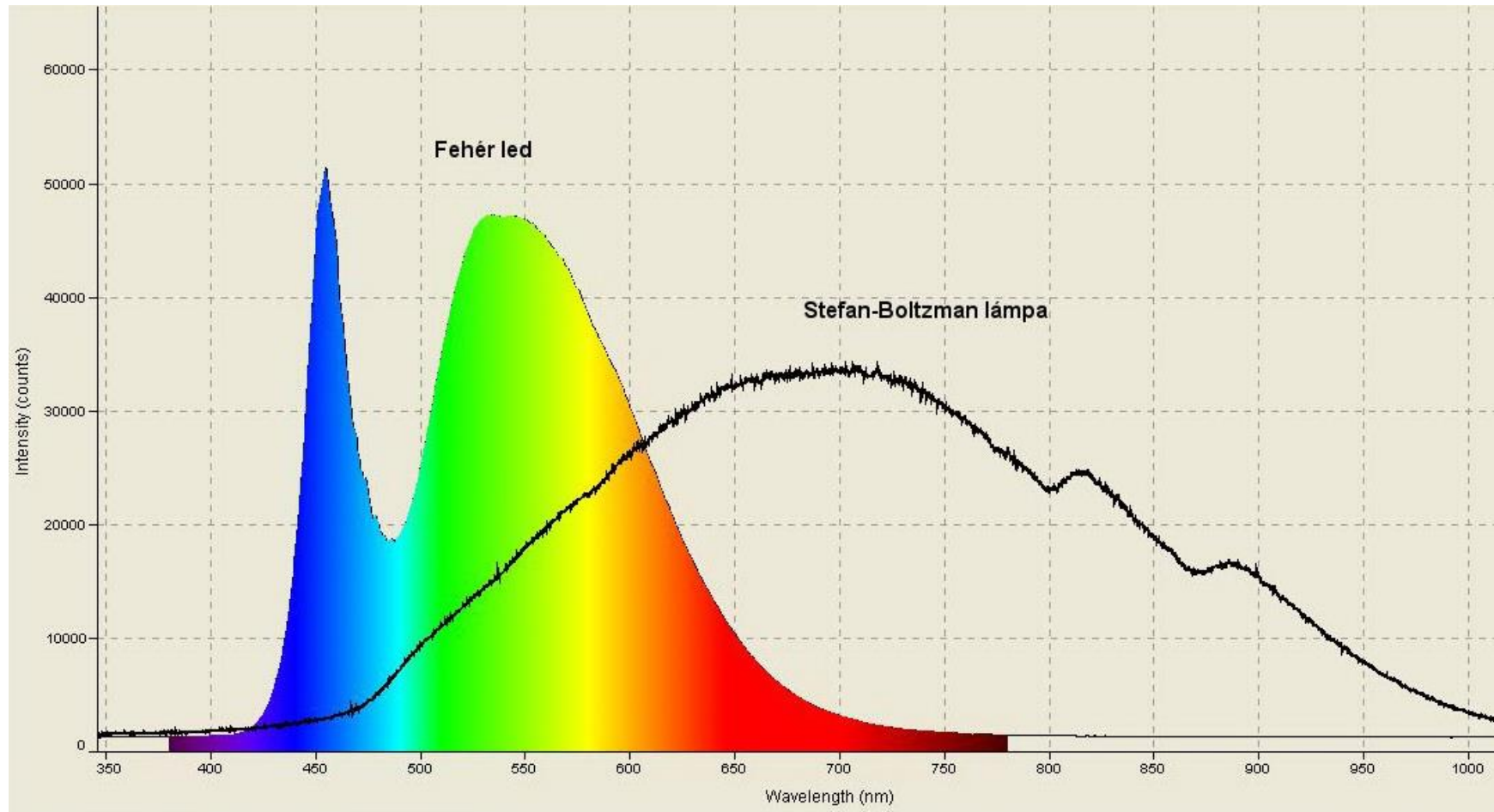
25 mikrométeres rés, 7,5 pixeles felbontás
3648 pixel, 650 nm-es tartomány, 1,336 nm-es felbontás



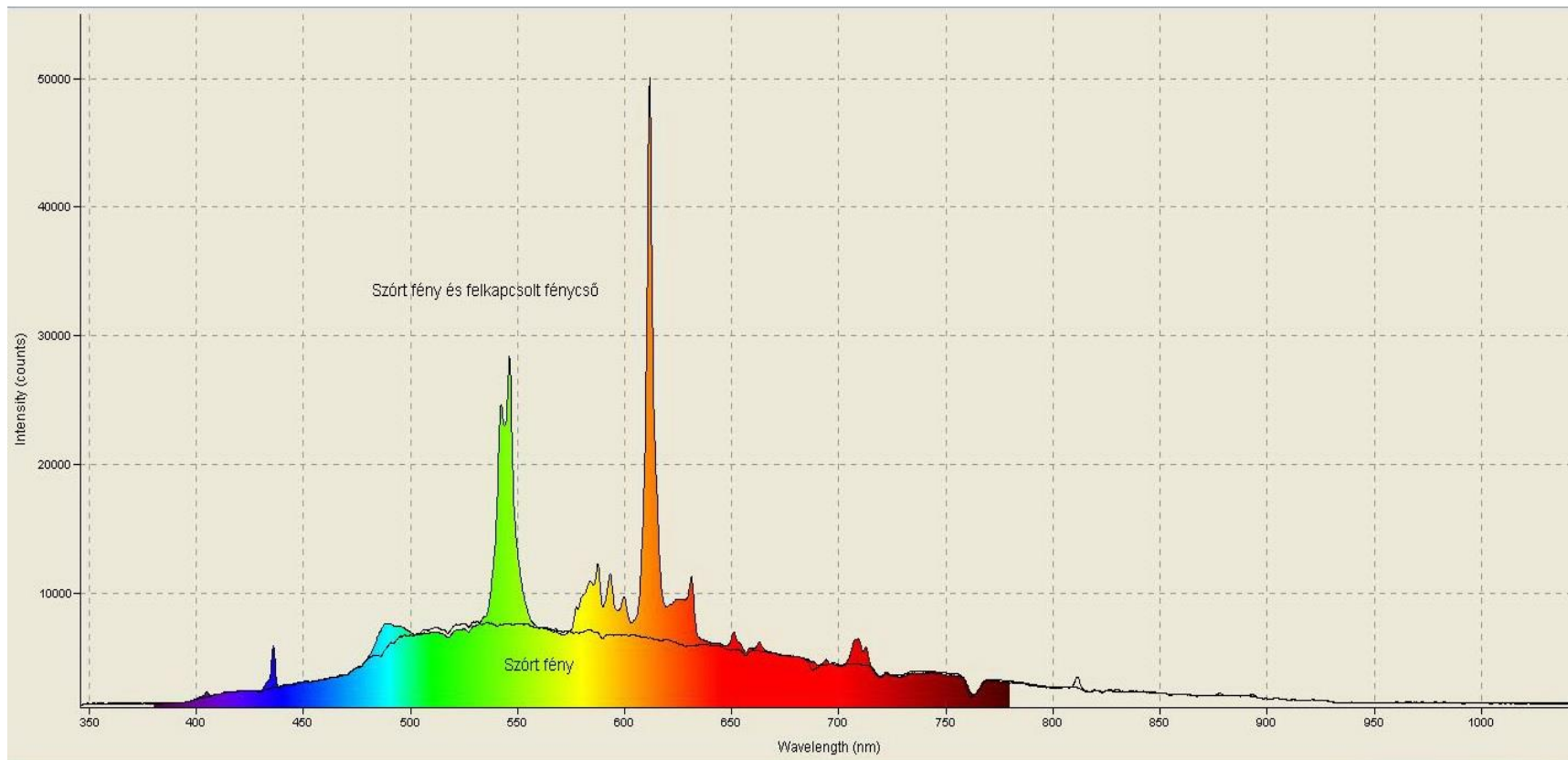
A laboratóriumba az ablakokon át **beszóródott napfény** spektruma.
A spektrum burkolója egy kb. **5800 K-es feketetest sugárzáshoz** tartozó görbe.
De a burkolót megszagatják mind az ún. Fraunhofer vonalak (ezek a Nap felszínét elhagyó sugárzásban megjelenő elnyelési vonalak), valamint a Föld atmoszférájában lévő gázok által okozott abszorpciók.



Az átlagember
szemének relatív
érzékenysége



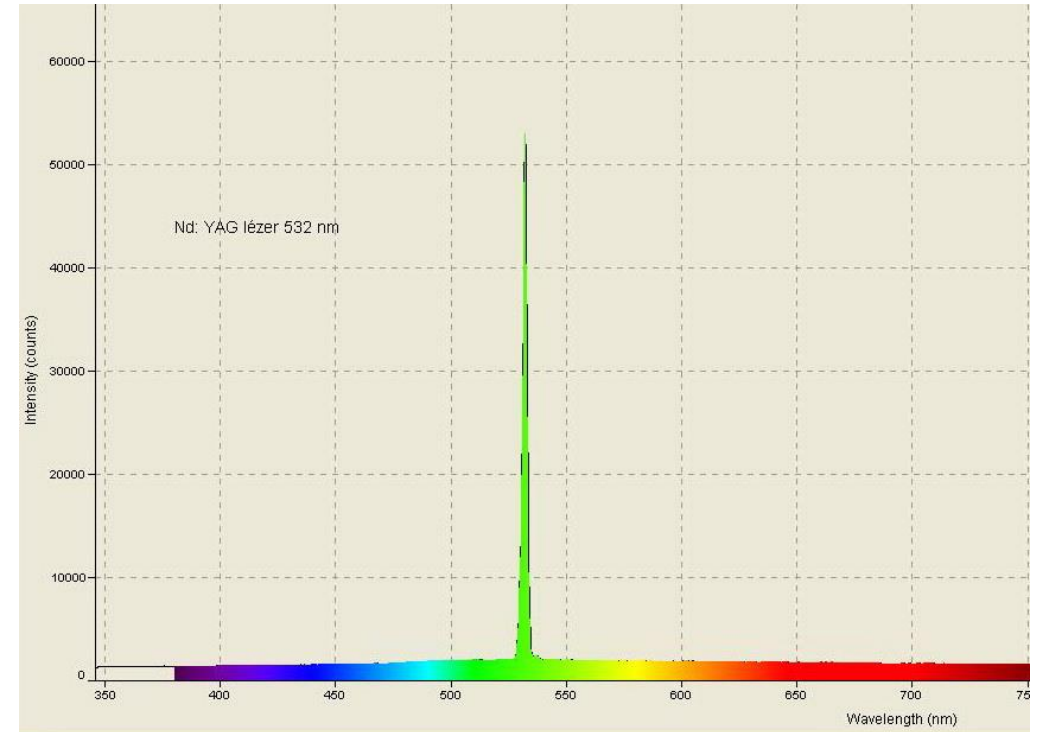
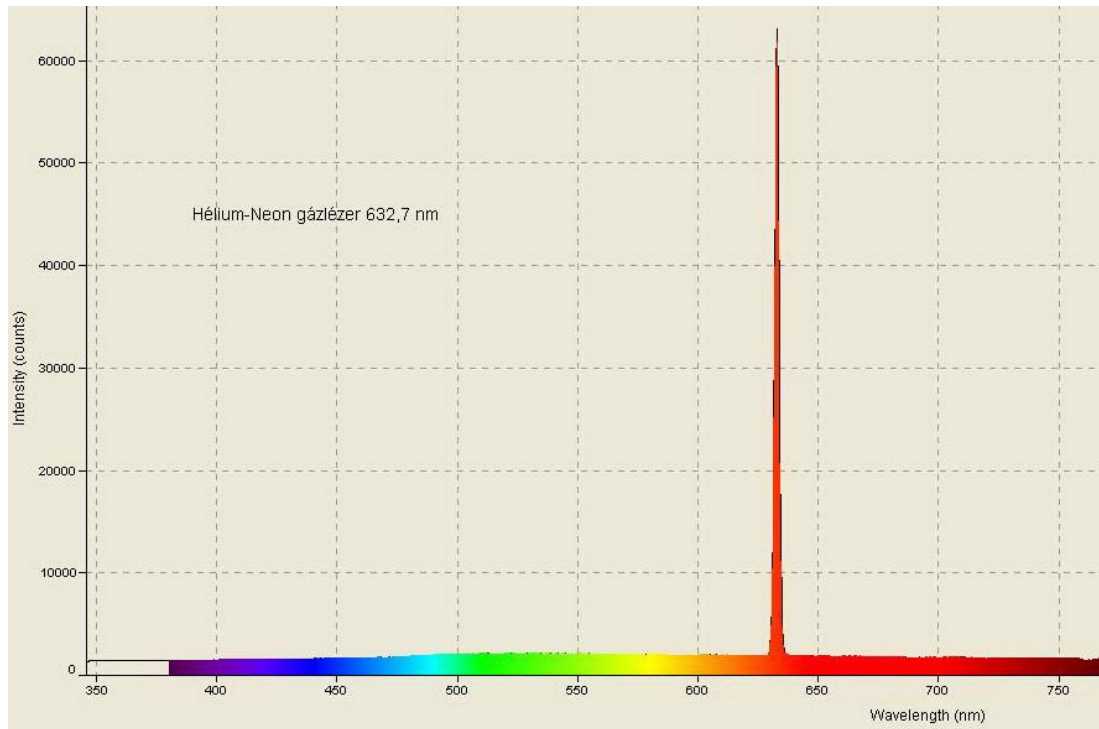
A **LED-ek spektruma folytonos**, de sokkal keskenyebb az izzó szilárd testek spektrumánál. A LED-ek összetételének, paramétereinek változtatásával megváltoztathatjuk spektrumukat is.



Igen látványos spektrumot kaphatunk abban az esetben, ha a **szórt napfény mellett felkapcsoljuk a terembeli világítást.**

A kisnyomású Hg-lámpákat gyakran fénycsőnek hívjuk, ezekben a csövekben általában két ultraviolet tartományba eső vonal gerjed a **185 nm-es és 257,3 nm-es**. Ezeket UV-be eső sugárzásokat konvertálja a fénycső belső falára felvitt fénypor a látható tartományba.

A lézerek különleges fényforrások, mert a spektrumuk egyetlen, igen szigorúan monokromatikus vonalat tartalmaz. A következő ábrákon a **He-Ne gázlézer**, illetve a **frekvencia kettőzött Nd:YAG lézer** spektruma látható.

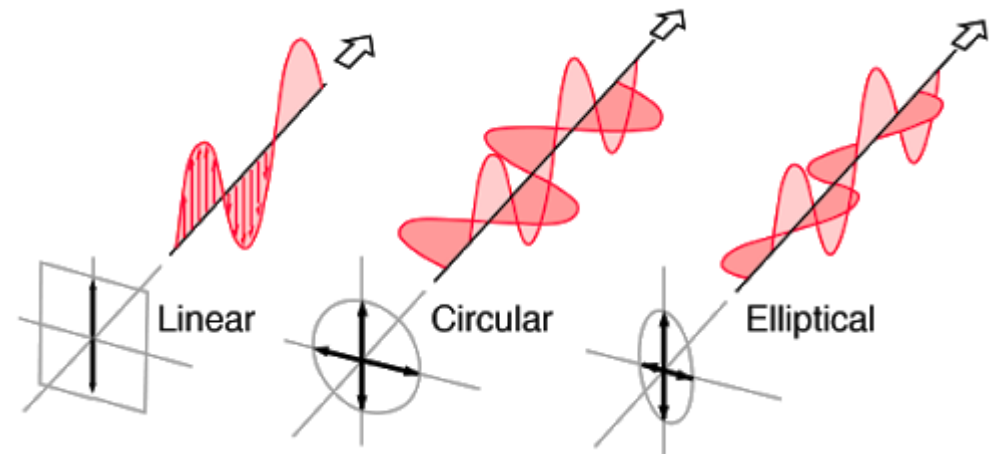


Polarizáció

Általános esetben az \vec{E} vektor (és így a rá merőleges \vec{B} vektor is) forog az \vec{n} vektor körül, miközben a vetületei leírhatók a fenti módon. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának a terjedési irányra merőleges vetülete egy ellipszist ír le. Ezt a fényt szokás elliptikusan polárosnak nevezni. Ez az általános eset, a természetes fény polarizációja általában ilyen. Ennek egy speciális esete a cirkulárisan poláros fény, ekkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy kört ír le.

Az ellipszis másik elfajulása az egyenes. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy egyenes mentén mozog (a rezgés síkja állandó). Az ilyen fényt lineárisan polárosnak (vagy síkban polárosnak) nevezzük. Az elliptikusan poláros fényt felfoghatjuk két egymásra merőleges polarizációjú, egymáshoz képest eltolt fázisú lineárisan poláros fény szuperpozíciójának is.

Amikor egyszerűen poláros fényről beszélünk, akkor legtöbbször lineárisan poláros fényre gondolunk. A lézerek többsége poláros fényt bocsájt ki, a többi fényforrás fénye pedig különböző módszerekkel (szórás, visszaverődés, stb.) polárossá tehető.



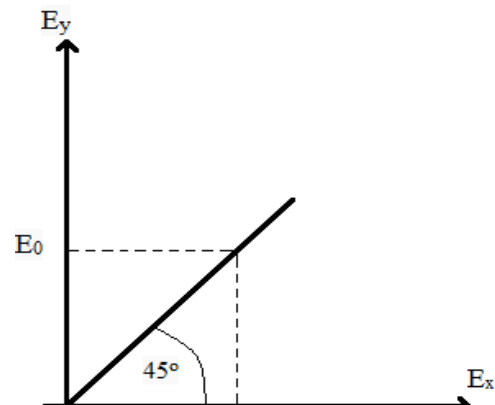
A fázistoló lemezek

Az egyik irányú hullám (pl.:x) fázisát eltolják a másik irány fázisához képest. Ez **fázistoló lemezekkel** történik, ennek eredményeként megváltozik a polarizáció jellege is

- Pl.: Induljunk ki egy **lineárisan poláros hullámból:**

$$E_x = E_0 \sin(\omega t),$$

$$E_y = E_0 \sin(\omega t)$$

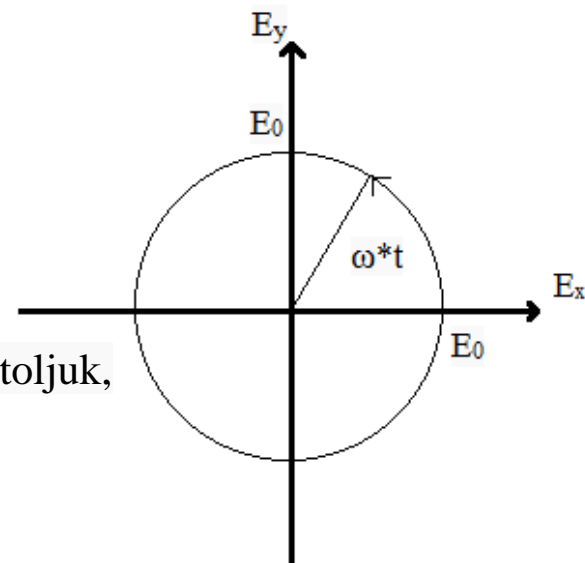


- Az x irányú komponens $\pi/2$ eltolása után **cirkulárisan poláros hullámunk lesz** (A térerősség vektor vége egy kört ír le).

$$E_x = E_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \pi/2) = E_0 \cos(\omega t)$$

$$E_y = E_0 \cdot \sin \omega t$$

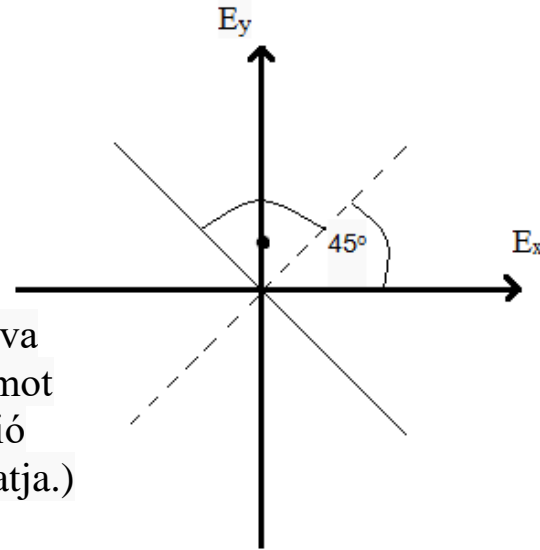
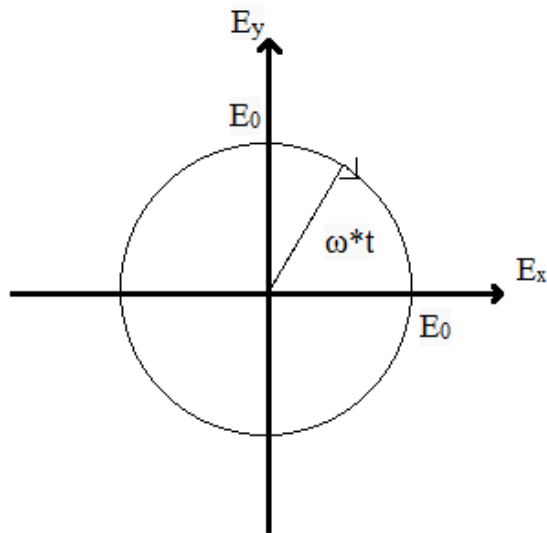
Ha az egyik irányú térerősséget leíró hullám fázisát $\pi/2$ -vel eltoljuk, akkor a lineárisan poláros hullám, cirkulárisan poláros lesz.



- Újabb $\pi/2$ -vel való eltolást követően:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t + \pi/2) = -E_0 \sin(\omega t)$$

Ekkor ismét lineárisan poláros lesz, de 90° elfordítva az eredeti hullámtól. (Ha a lineárisan poláros hullámot végeredményben π -vel toljuk el, akkor a polarizáció síkot 90° -kal elforgatja.)

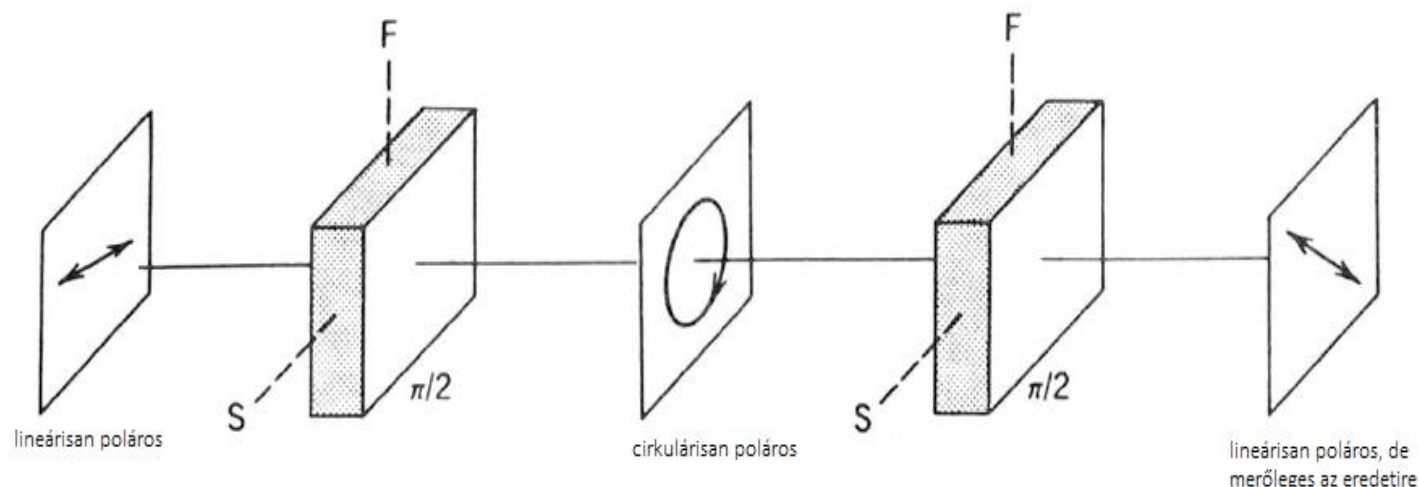


- Ha az előző esetre ismét $\pi/2$ -vel való fázistolást alkalmazunk, abban az esetben ismét cirkulárisan poláros hullámot kapunk, de az eredeti cirkulárisan poláros hullámmal ellentétes irányút.

(Ha a cirkulárisan poláros hullámra π -vel való fázistolást alkalmazunk akkor az eredetivel ellentétes irányú cirkulárisan poláros hullámot kapunk.)

A $\pi/2$ fázistoló lemezeket $\lambda/4$ lemezeknek nevezik,
a π fázistoló lemezeket, pedig $\lambda/2$ lemezeknek is nevezik.

Grafikusan összefoglalva:



Tehát:

- a $\pi/2$ lemez vagy másik nevén $\lambda/4$ lemez lineárisan poláros fényből cirkulárisan polározt csinál (vagy fordítva)
- a π lemez vagy másik nevén $\lambda/2$ lemez elforgatja 90° -kal a polarizációs síkot (vagy megfordítja a cirkulárisan poláros fény forgási irányát)

A Doppler-effektus

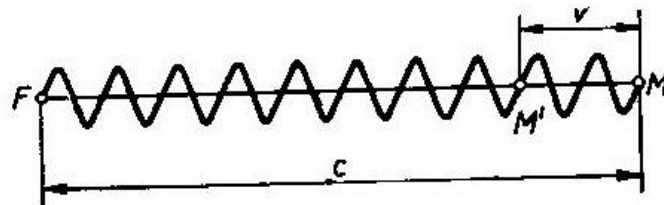
Christian Doppler (1803-1853) osztrák fizikus 1847 és 1849 között a Miskolci Egyetem jogelőd intézményében, a selmecbányai Bányászati és Erdészeti Akadémián a matematika, fizika és mechanika professzora volt.



Ha a hullámforrás és a megfigyelő egymáshoz képest mozog, akkor a megfigyelő a hullám frekvenciáját és hullámhosszát a kibocsájtott hullámétól eltérőnek érzékeli. Ez az effektus, amely a felfedezőjéről a Doppler-effektus nevet kapta igen sok műszaki alkalmazásnak (pl. lézeres, radaros vagy ultrahangos sebességmérés) képezi alapját.

Mi itt most az akusztikai Doppler-effektussal foglalkozunk, erre mindenkinek lehet hétköznapi tapasztalata is. Például a közeledő vonat füttyét magasabbnak halljuk, mint amikor már távolodik tőlünk. Tekintsük a legegyszerűbb esetet, amikor a hangforrás, illetve megfigyelő sebessége az őket összekötő egyenesen van.

a) a közegben nyugvó hullámforráshoz (F) képest v sebességgel mozgó megfigyelő (M) időegység alatt nemcsak az f számú rezgést fogja fel, hanem azokat is, amelyek a v hosszúságú szakaszra esnek (v/λ).



Ennek megfelelően a megfigyelő által észlelt frekvencia

$$f' = f \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)$$

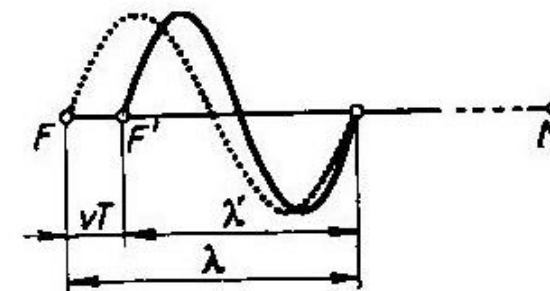
ahol a + jel a közeledő, a – jel a távolodó megfigyelőre vonatkozik.

b) Ha a hullámforrás mozog a közegben nyugalomban lévő megfigyelőhöz képest, akkor (közeledő forrás esetén) a rezgés első fázisát még távolabb bocsájtja ki, mint (T idő múlva) az utolsó fázisát.

Ez az ábrán is mutatott módon a hullámhossz lerövidülését okozza, amely a

$$f' = f \frac{1}{1 \mp \frac{v}{c}}$$

$$\lambda' = \lambda - vT$$



módosult frekvenciára vezet. Itt a – előjel a fenti esetre, a + pedig a távolodó forrásra vonatkozik.

Ha mozgó tárgyról visszaverődő hullámot detektálunk az álló hullámforrás mellett, akkor mindkét fenti képletet kell egyszerre alkalmazni. U. i. a mozgó tárgy az a) pont szerint detektálja az f' -t, majd az általa kibocsájtott f' -t a b) pont szerinti képlettel kell átszámítani a detektált f' frekvenciát. A végeredmény közeledő visszaverő tárgy esetén:

$$f' = f \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}$$

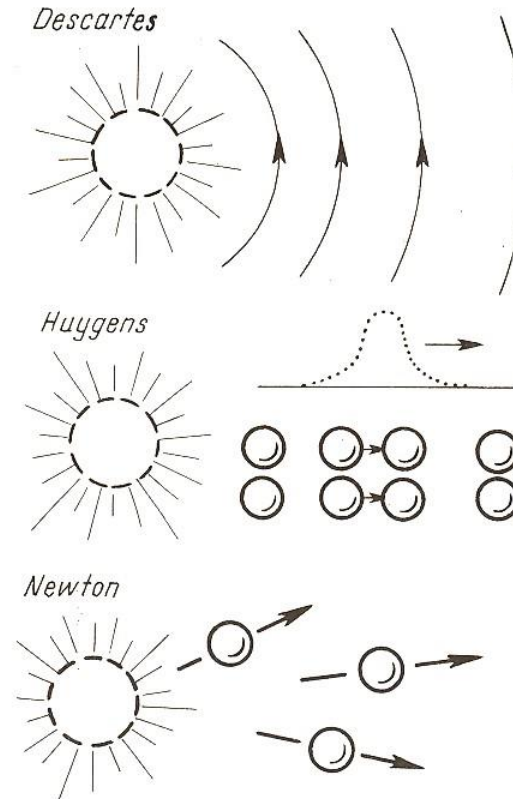
Megjegyezzük, hogy ha a **vákuumban terjedő fényt tekintjük**, akkor az a) és a b) eset nem különbözik egymástól. Tekintve, hogy a relativitáselmélet szerint csak a relatív mozgás értelmezhető. Ekkor a levezetés eredménye , ahol v a relatív (közeledő) mozgás sebessége.

$$f' = f \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}}$$

Ezt a képletet kétszer alkalmazva (közeledő visszaverő tárgy) szintén a fenti f'' -t kapjuk.

A **fény** természetéről alkotott régi elméletek

1. Descartes elmélete: a mindenséget kitöltő finom anyagrészek örvényléséből adódó nyomás.
butaság
2. Huygens elmélete: az éterrészecskék rugalmas rezgéseinek tovaterjedése, tehát mozgásállapot terjedése.
részben igaz, de éter nincs
3. Newton elmélete: a fény részecskékből (korpuzkula) áll, amelyek az üres térben is haladhatnak.
ez áll legközelebb az igazsághoz: foton



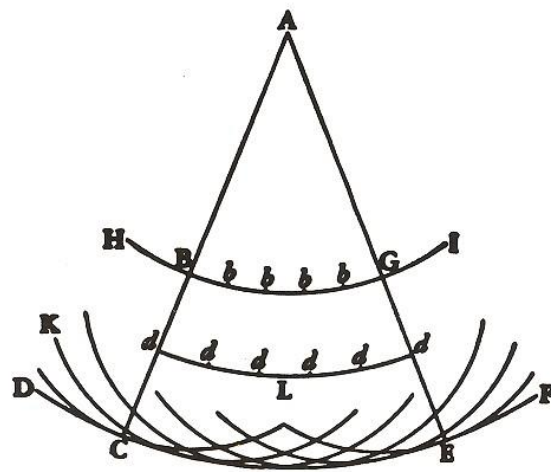
4.1 – 17 ábra
Fényelméletek a XVIII. század elején

Huygens elmélete: a fény az éterrészecskék rugalmas rezgéseinek tovaterjedése.

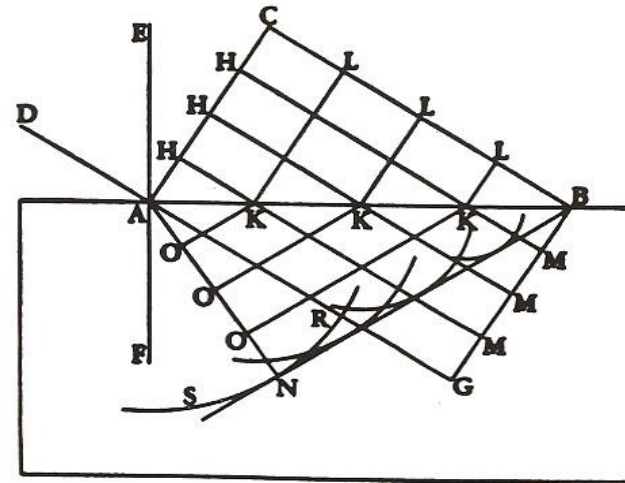
A kialakult hullámfelület minden pontjából elemi gömbhullámok indulnak, ezek burkolója az új hullámfelület.

Nem lehet részecske, mert az egymást keresztező fénysugarak nem zavarják egymást.

Nála a fény longitudinális hullám, de közegeben a lassúbb.



4.1-3 ábra
Az egyenes vonalú terjedés magyarázata

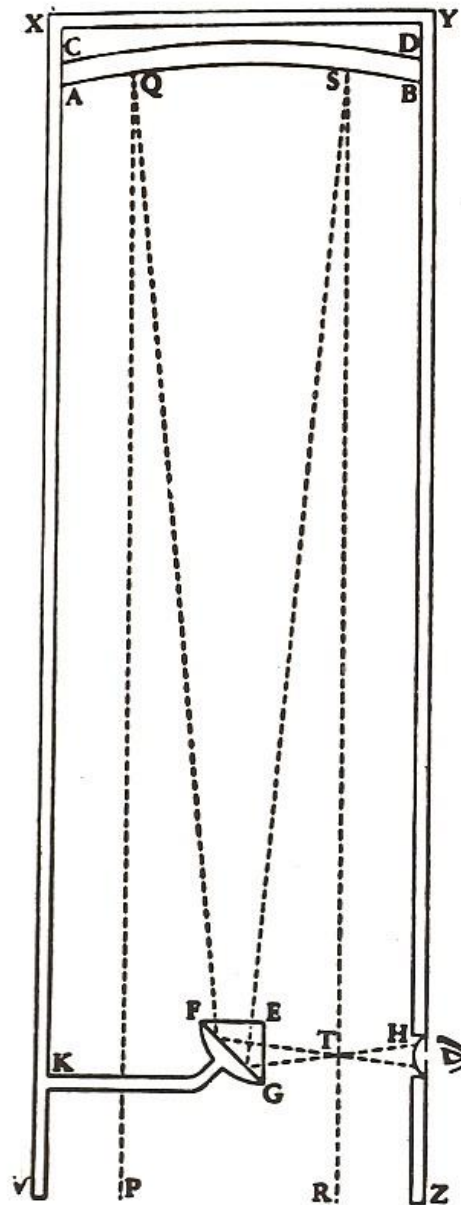


4.1-4 ábra
A töréstörvény magyarázata. Ezt az ábrát – az előzővel együtt – Huygens könyvéből vetük; de megtaláljuk őket a mai fizikakönyvekben is

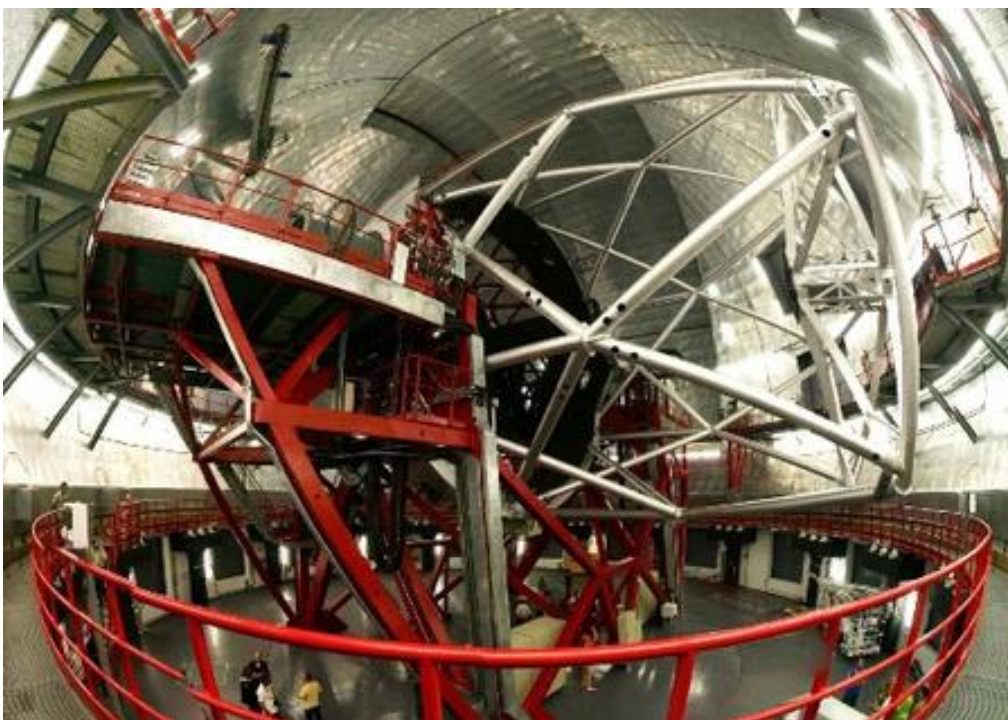
Newton eredeti célja: a távcső színhibájának vizsgálata.

Téves következtetése: a lencsénél a színhibák nem küszöbölhetők ki, ezért tükrös távcsövet épített

Valójában többféle üvegből készített kombinált lencsékkel kiküszöbölhetők a színhibák



4.1 – 13 ábra
Newton tükrös távcsöve

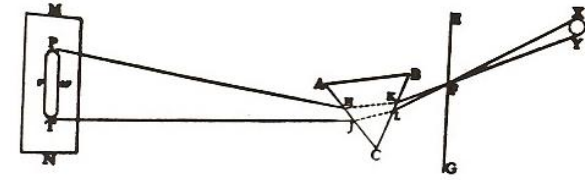


A világ legnagyobb távcsöve tükrös. Ez La Palma szigetén egy 2400 méteres hegycsúcson kapott helyet. A 10,4 méter átmérőjű tükör felülete 6 négyzetméterrel haladja meg az eddigi csúcstartó, 10 méteres Keck-tükrök felületét. Maga a tükör 36 darab hatszögletű szegmensből áll, amelyek együttesen az eddig elkészített legnagyobb, és a legpontosabban megmunkált felületet formálják.

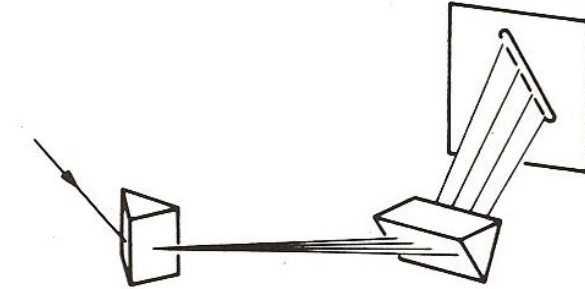
A szegmensek megfelelő helyzetben tartásáról kifinomult vezérlőrendszer gondoskodik, amely a rendkívüli pontosságú érzékelők adataira támaszkodva a tükörfelületeket még a távcső mozgatása közben is a megfelelő helyzetben tartja, mintha egyetlen egybefüggő, hatalmas felületet alkotnának.

Helyes eredményei:

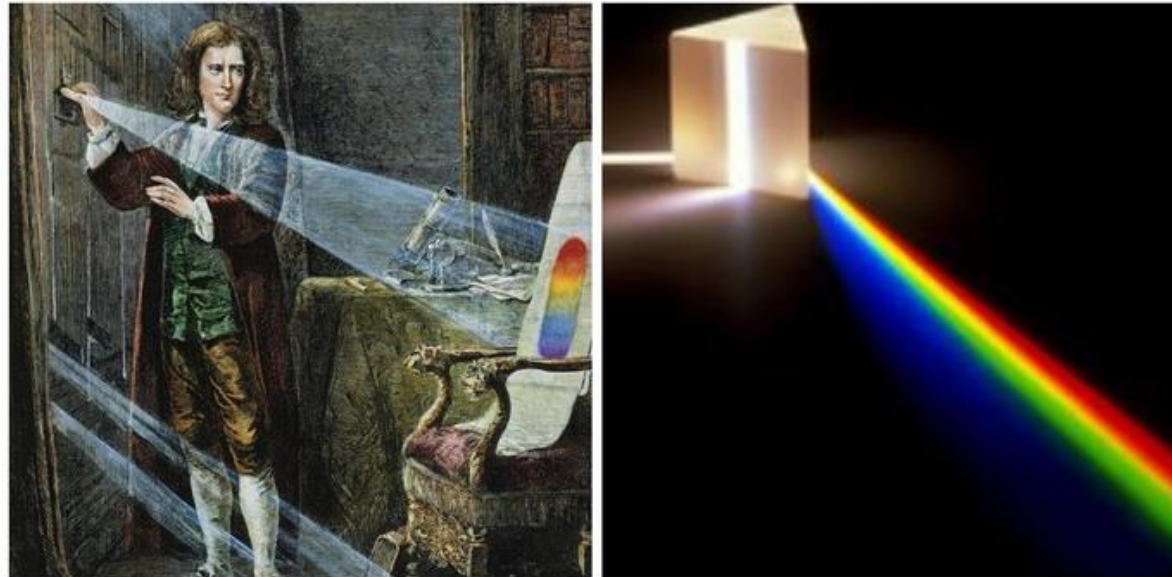
1. a fehér fény összetett
2. a spektrumszínek tovább nem bonthatók
3. a spektrumszínek helyes arányú összekeverésével ismét előáll a fehér szín
4. a törésmutató függvénye a színnek



4.1 – 10 ábra
A spektrum előállítása



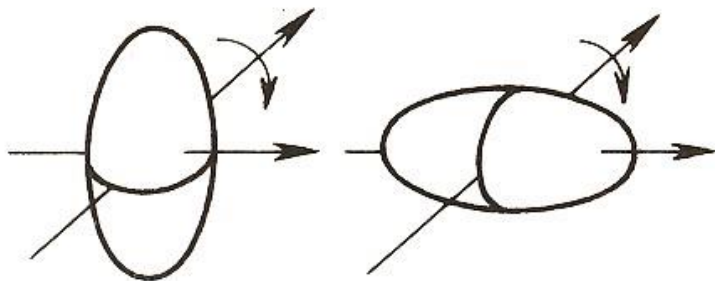
4.1 – 11 ábra
Newton színelméletének „experimentum crucis”-a [0.21]



Newton-féle színes gyűrűk:

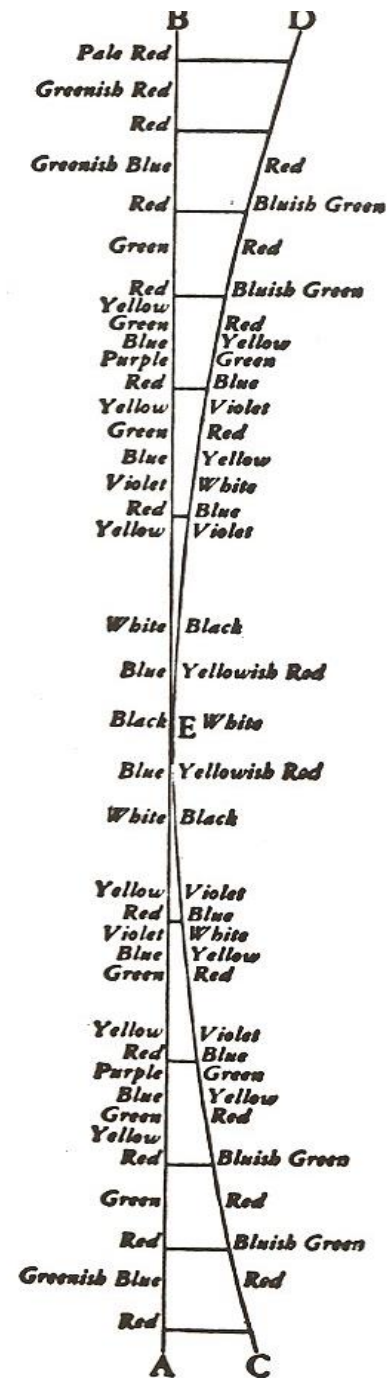
sík lapra helyezett domború lencse →
vékonyréteg interferencia

Következtetése: a fény korpuszkuláris
ugyan, de van térbeli (színfüggő)
periodicitása (fit és non fit állapotok)
és van polarizációja



4.1 – 16 ábra

A „fit” és non fit helyzet – egy mai elképzelést
vetítünk vissza; Newton nem festett ilyen ké-
pet a jelenségről



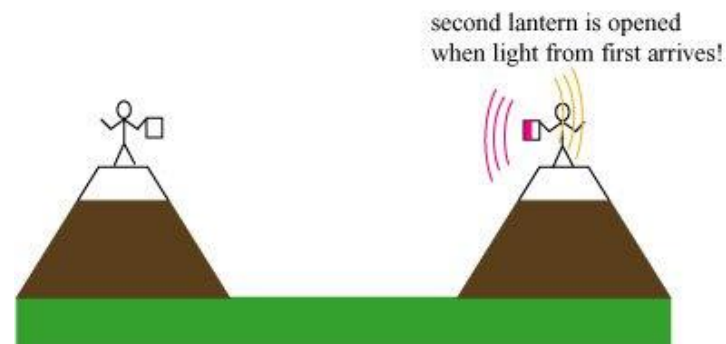
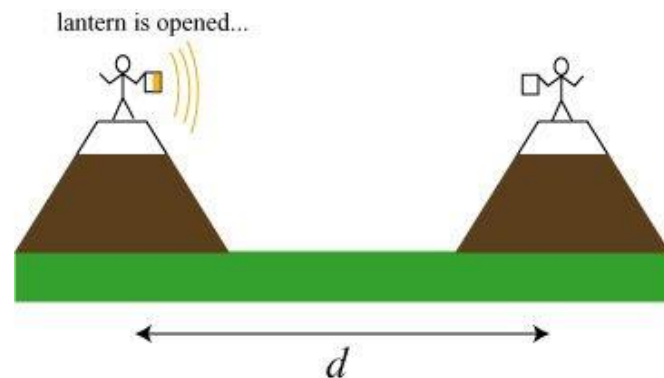
Az elektromágneses természet felismeréséhez kellett a fénysebesség pontos ismerete!

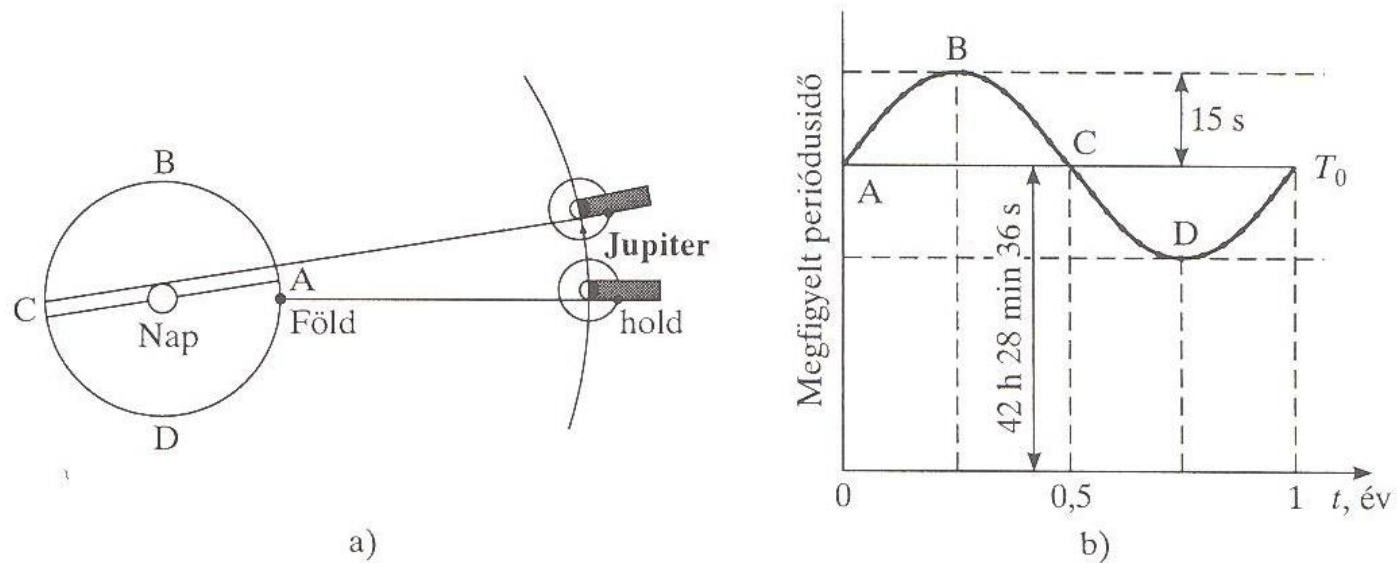
Első próbálkozások a fény terjedési sebességének kísérleti meghatározására



Következtetés: Δt nem függ d -től.
Tehát a fény sokkal rövidebb idő alatt teszi meg a néhány km-es utat, mint amennyi az ember reakcióideje, azaz a fény sebessége ezzel a módszerrel nem mérhető meg. Ahhoz csillagászati távolság kell.

A visszaérkező fényjel Δt időzését mérték különböző d értékek esetén



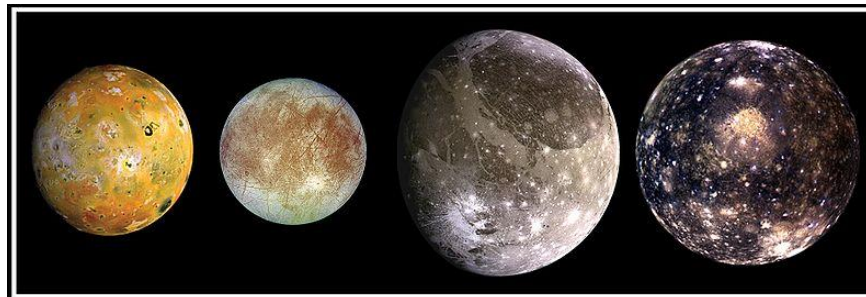


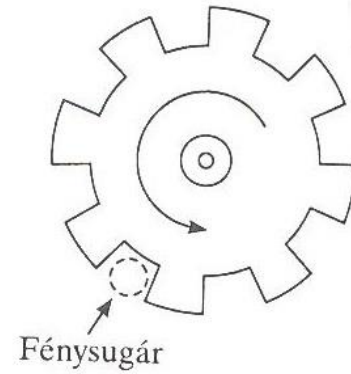
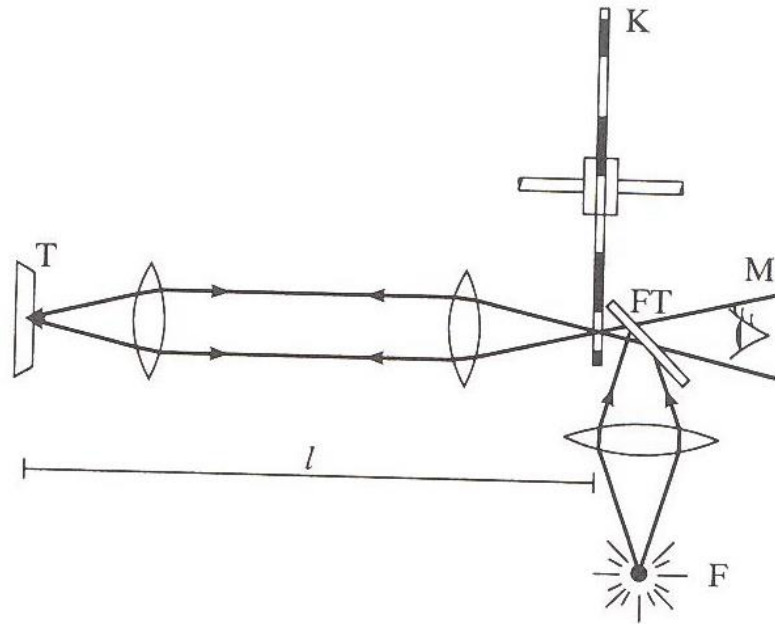
Römer (1644-1710): a fény terjedési sebességének első kísérleti meghatározása (1676).

A Jupiter legbelső holdjának holdfogyatkozásai között eltelt időket figyelte meg igen pontosan. Ha a Föld távolodik a Jupitertől (B), akkor ezek az idők nagyobbak, mint amikor közeledik (D).

Ió, Európa, Ganümédész, Kallisztó

Nagyságrendileg helyes eredményt kapott ($2,3 \cdot 10^8$ m/s).





Fizeau (1819-1896): először mérte meg a fénysebességet földi körülmények között (1849), a pontossága 5%-on belül volt.

A fény sebessége álló vízben kisebb, mint a vákuumban!!!. A kettő aránya a törésmutató.

(Mégiscsak többet ér egy jó kísérlet, mint egy évezrednyi spekuláció!!!)

Áramló vízben váratlan eredmények: $c' = c/n + (1 - 1/n^2)v$

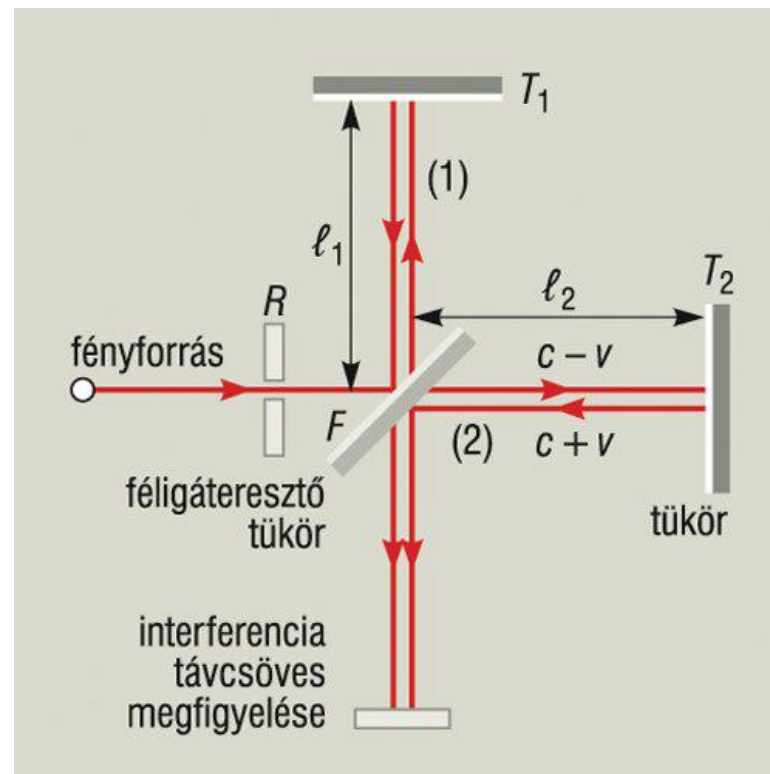
De mihez képest értendő a fénysebesség vákuumban?

Az **éter** koncepciója még létezik a XIX. sz. végén, ehhez van rögzítve az abszolút vonatkoztatási rendszer. (De már nem rezegni képes részecskékből áll.)

A fénysebesség irányfüggésének mérésével a Föld sebessége az éterben megmérhető, ez a **Michelson-interferométer**rel megtehető.



Michelson (1852-1931)



A kísérlet végeredménye

(a Föld minden részén végzett többszáz mérés alapján):
a fény sebessége minden inerciarendszerben minden irányban mindig ugyanannyinak adódik.

A megoldás: Einstein, 1905, speciális relativitáselmélet.

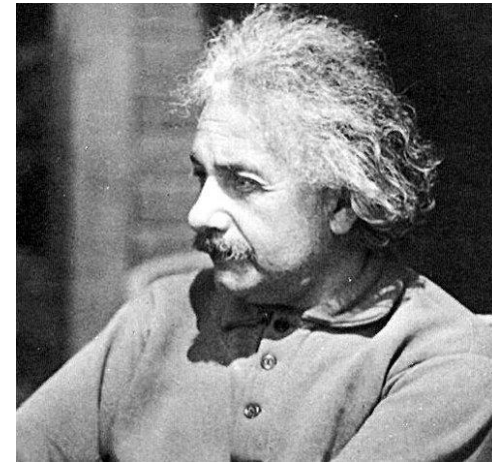
Éter nincs, minden inerciarendszer egyenértékű minden fizikai jelenség szempontjából.

Értelemszerűen a fény minden inerciarendszerben minden irányban ugyanazzal a c sebességgel terjed.

$$\mathbf{c=299792458 \text{ m/s}}$$

(egzakt, mert ma ezen alapul a méter)

„Súlyos következmény”: nincs abszolút idő sem, minden rendszerben máshogy telik az idő.



Einstein (1872-1955)