

# Műszaki lézerfizika

9. előadás: A nemlineáris optika (NLO),  
lézerinterferometrikus mozgásanalizálás

# Ismétlő kérdések

Tételezzük fel, hogy egy  $L=1,5\text{m}$ -es lézer 100 db szomszédos, egyenként  $1\text{mW}$  állandó intenzitású longitudinális módusát összeszinkronizáljuk! Milyen lesz az így előálló lézerfény?

- a) 10 ns-onként  $0,1\text{ ns}$ -os lézerimpulzusok  $10\text{W}$  csúcsintenzitással
- b) egy  $100\text{ mW}$  állandó intenzitású lézerfény
- c)  $10\text{ ns}$ -os lézerimpulzusok  $100\text{mW}$  csúcsintenzitással
- d)  $10\text{ ns}$ -onként  $0,1\text{ ns}$ -os lézerimpulzusok  $100\text{mW}$  csúcsintenzitással

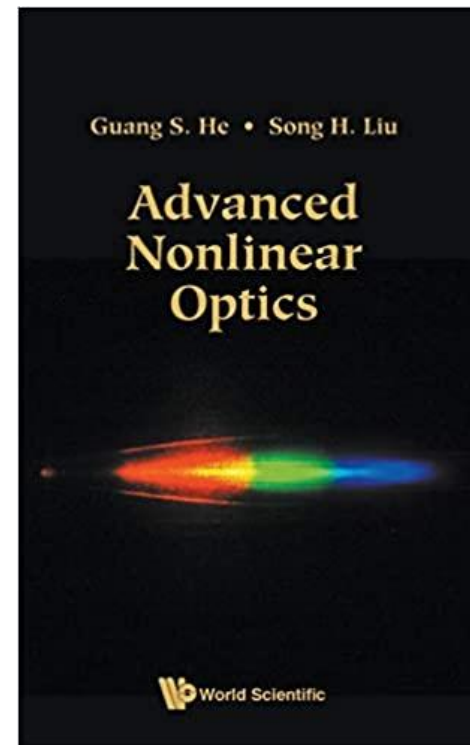
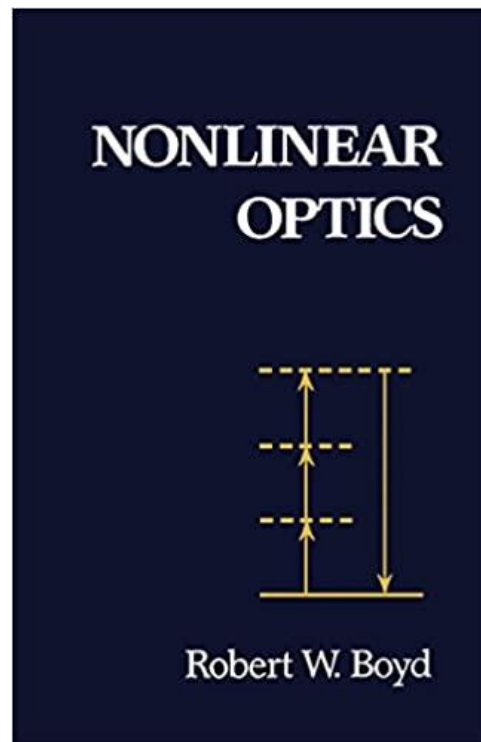
Párosítsuk össze a rövid lézerimpulzusok keltésével kapcsolatos állításokat, eszközöket, módszereket!

- |                               |   |
|-------------------------------|---|
| 1) Módusszinkronizáció        | a) fény hatására telítődő abszorbens                          |
| 2) Bragg-cella                | b) széles erősítési görbájú lézerek (pl. a titán-zafír lézer) |
| 3) Passzív Q-kapcsoló         | c) akusztó-optikai Q-kapcsoló                                 |
| 4) Magas felharmonikus keltés | d) igen rövid (attoszekundumos) impulzusok keltése            |

Megoldás: 1b, 2c, 3a, 4d

# A nemlineáris optika alapjai, a frekvencia kettőzés

A nemlineáris optika (NLO) az optika azon területe, ami a fény viselkedését írja le nemlineáris közegben, tehát olyan közegben, amiben a polarizáció nemlineárisan függ a fény elektromos mezőjétől. Ez a nemlineáriság általában nagy fényintenzitás esetén figyelhető meg, tipikusan lézer-impulzusoknál. Az előző részben tárgyalt passzív Q kapcsoló is egy nemlineáris optikai effektuson alapul, hisz a festék transzmissziója intenzitás-függő.



# A nemlineáris optikai jelenségek bevezetése

## 1, A közeg tulajdonságai alapján

Az anyagok elektromos és mágneses tulajdonságait az  $\vec{E} - \vec{D}$  és  $\vec{B} - \vec{H}$  vektorok közötti kapcsolatok írják le. Ezen kapcsolatok rendkívül változatos módon függenek az anyagi minőségtől. A legtöbb anyag csak akkor mutat elektromos és mágneses tulajdonságokat, ha azt külső mezőbe helyezzük.

Kivételt képeznek ez alól a ferroelektromos és ferromágneses anyagok.

Az anyagok nagy részénél a dipólusmomentum sűrűség nulla, mivel a  $\vec{p}_n$  atomi dipólusmomentumok minden irányban egyforma súllyal mutatnak, így

$$\sum_n \vec{p}_n = \vec{0}$$

Ha viszont az anyagot külső mezőbe helyezzük, a közeg dipólusait saját irányába igyekszik befordítani. Az így keletkező polarizáció az anyag belsejében izotróp esetben arányos az adott helyen fellépő elektromos térerősséggel:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

ahol  $\epsilon_0$  a vákuum permittivitása,  $\chi$  neve pedig elektromos szuszceptibilitás, itt mindkettő skalár mennyiség. Ezt az összefüggést, mint közelítőleg érvényes anyagi egyenletet, az elektrodinamikai tanulmányok során már megismertük. Ebben **az eddig használt** közelítésben tehát az anyag polarizációja az azt létrehozó térerősségnek lineáris függvénye, az erre épülő (és eddig tanult) optika a **lineáris optika**.

## 1, A közeg tulajdonságai alapján (folyt.)

Ez azonban az anyagi egyenletnek csak egy közelítése. Ha ennél nagyobb pontosságra van szükség, akkor az anyagi egyenletnek egy általánosabb formáját kell választani. Ha csak a nagyságokat tekintjük (az irányt nem):

$$P = \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \alpha_3 E^3 + \dots$$

Az anyagok döntő többségére, nem szélsőségesen nagy térerőségekre igaz, hogy:

$$\alpha_1 E \gg \alpha_2 E^2 \gg \alpha_3 E^3 \gg \dots$$

Tehát a lineáris közelítés ebben az esetben kielégítő ( $P = \alpha_1 E (= \epsilon_0 \chi E)$ ).

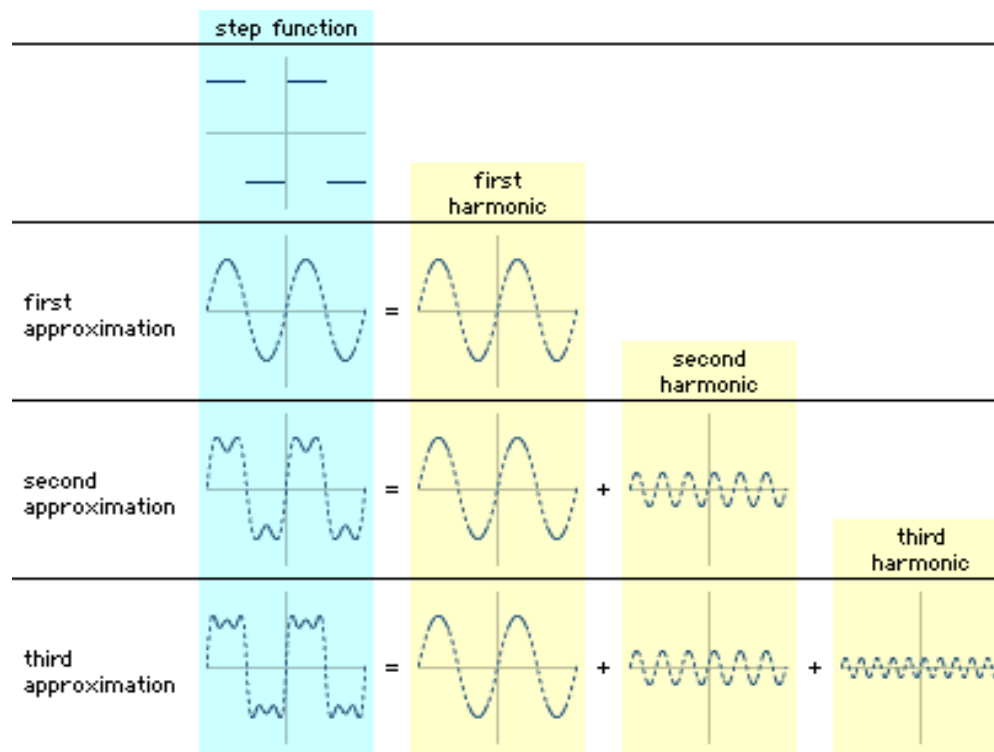
Különleges anyagokra, különösen nagy térerőségek esetén azonban **a magasabb fokszámú tagok sem hanyagolhatók el**, ez az eset a **nemlineáris optika**.

A lineáris optika határait éppen csak átlépve az  $\alpha_1 E$  mellett először az  $\alpha_2 E^2$  lesz nem elhanyagolható nagyságú. Tekintve, hogy a hullámban  $E = E_0 \cos \omega t$  és  $\cos^2 \omega t = 1/2(\cos 2\omega t + 1)$ , a nemlineáris optikában szükségképpen megjelennek a hullám felharmonikusai (jelen esetben a kétszeres frekvenciájú).

## 2, A rezgések amplitúdója alapján

A kis amplitúdójú rezgések mindig harmonikusak ( $y=A \cos \omega t$ ), mert az egyensúlyi helyzet közvetlen környezetében történnek, ahol az erőtvény lineárisan közelíthető.

Nagy amplitúdójú rezgések esetén kilépünk ebből a tartományból és megszűnik a rezgések tisztán harmonikus jellege. Ez pedig azt jelenti, hogy a rezgést leíró periodikus függvény sorfejtésében megjelennek a felharmonikusok, először a kétszeres frekvenciájú ( $y=A \cos 2\omega t$ ).



### 3, A kvantumelmélet fotonképe alapján

A kvantumelmélet szerint egy  $E_1 \rightarrow E_2$  gerjesztés egyetlen fotonnal történik, amelyre fönnáll a  $E_2 - E_1 = hf$  összefüggés.

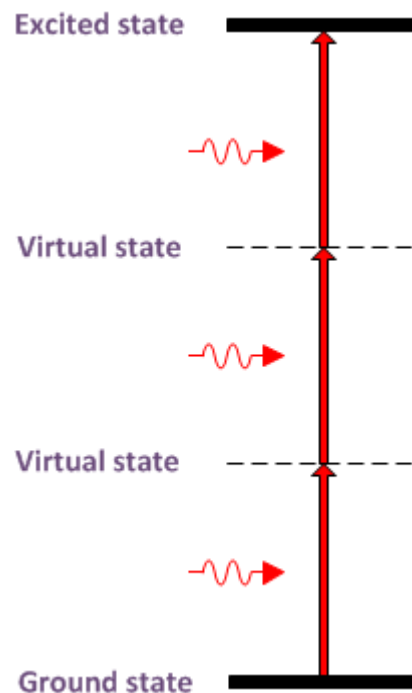
Magasabb rendű közelítésekben ezt két fele ekkora energiájú foton is képes megtenni. Ennek a valószínűsége „hétköznapi” intenzitások mellett azonban elhanyagolható.

Lényegessé válhatnak viszont igen nagy intenzitásokon, tekintve hogy a kétfotonos folyamatok valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos.

Még nagyobb intenzitásokon a sokfotonos folyamatok is lényegesek lehetnek.

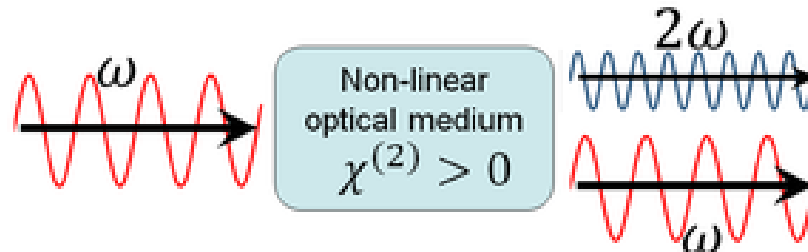
A lehetséges nemlineáris optikai jelenségek:

- a, 1 db lézer fényének frekvencia kettőzése
- b, 2 db lézer fényének frekvencia összeadása  
kivonása
- c, 1 db lézer fényének frekvencia kettéosztása,  
frekvencia felezése



# Frekvencia kettőzés és kettőstörés

- Probléma: keletkezik ugyan  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám, de igen kicsi (ezrelék nagyságrendű) az intenzitása
- Miért? Mert a diszperzió miatt (amely szerint a hullám terjedési sebessége frekvenciafüggő) a  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám lemarad (vagy siet) az  $\omega$  körfrekvenciájú hullámtól, azaz a  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám pótlása nem jó fázisban érkezik
- Megoldási javaslat: el kell érni, hogy a diszperzió ellenére a nemlineáris optikai anyagban tartósan haladjon együtt az  $\omega$  és a  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám
- Hogyan? A kettőstörés segítségével. A kettősen törő kristályokban, megfelelő kristálytani irányokban a kétféle polarizációs irányú fény (ordinális és extraordinális sugarak) más sebességgel terjed. Indukált kettőstörés esetén ez szabályozható is.
- A diszperzió miatti fénysebesség eltérést az indukált kettőstöréssel ki lehet kompenzálni, ezáltal a keltett  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám az eredeti  $\omega$  körfrekvenciájúval tartósan együtt tud haladni (a keltett  $2\omega$  körfrekvenciájú hullám mindig jó fázisban kapja az utánpótlást). Például  $n_o(2\omega) = n_{e_o}(\omega)$ , azaz a  $2\omega$  frekvenciájú ordinális és az  $\omega$  frekvenciájú extraordinális hullámra a törésmutató éppen megegyezik.





# Néhány nemlineáris optikai anyag

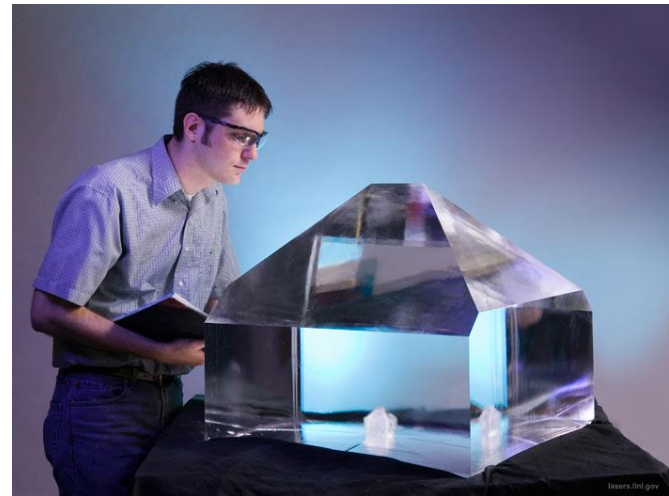
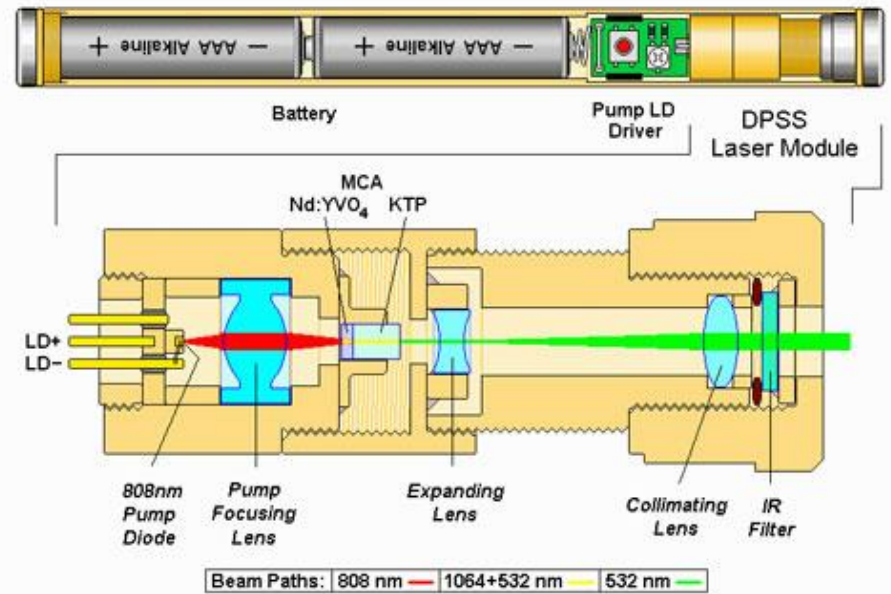
KTP: kálium titanil foszfát

kristályokkal teszik át a lézerfényt az infravörösből a láthatóba ( $2\omega$ ) a lézerpointerben ( $\lambda=532\text{nm}$ ) (fent)

KDP (kálium dihidrogén foszfát)

kristályokkal teszik át a lézerfényt az infravörösből az ultraibolyába ( $3\omega$ ) a NIF berendezésében ( $\lambda=354\text{nm}$ ) (lent)

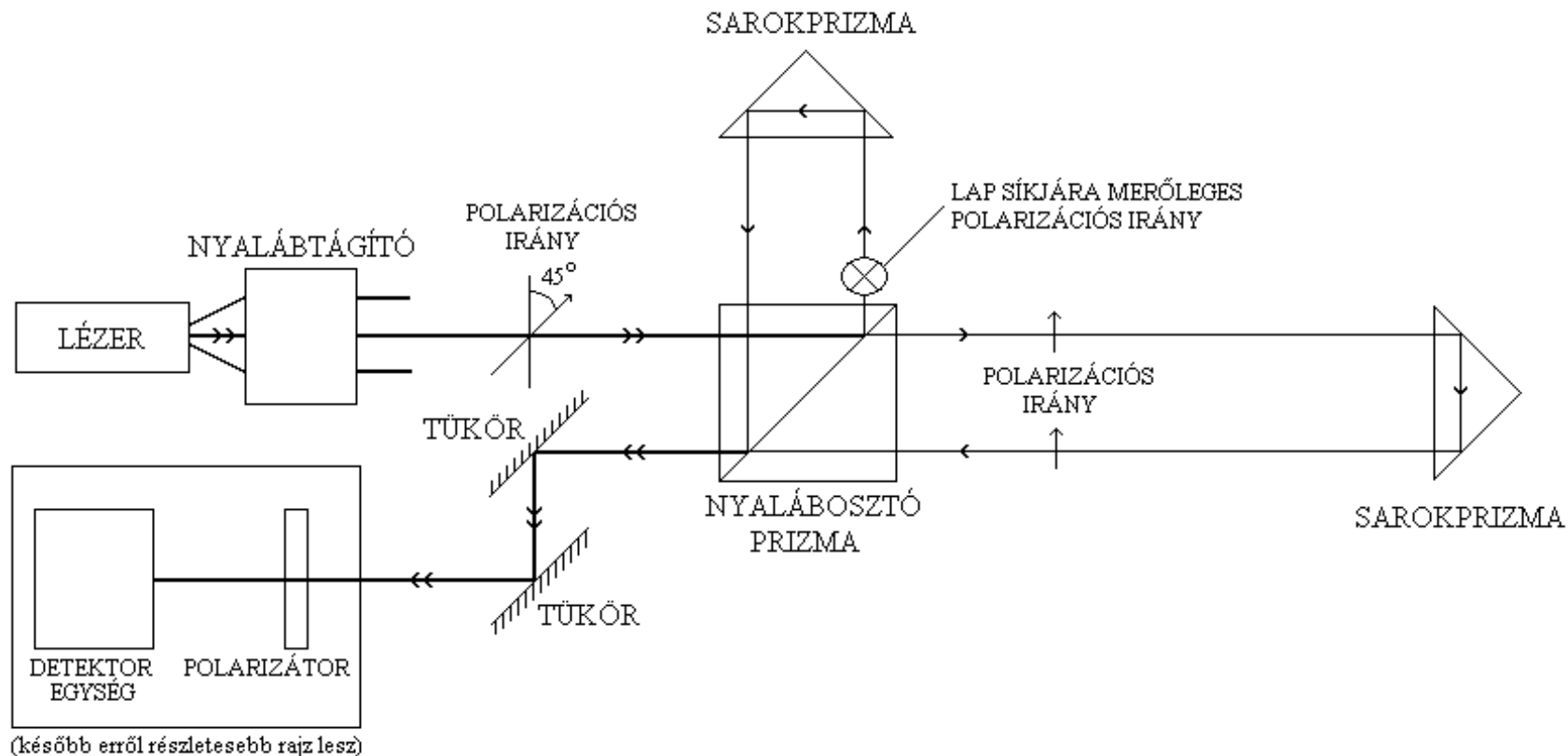
Lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) lítium-niobát  
Piezoelektromos szenzorok, optikai modulátorok



# Precíziós lézerinterferometrikus elmozdulás mérés

Az eszköz lényegében egy Michelson-interferométer, amelyet már korábban tárgyaltunk. Itt ennek az eszköznek az (egyik) továbbfejlesztéséről van szó, amelyben a polarizáció felhasználásával a pontosságot megkétszereztük és a mozgás irányát is mérhetővé tettük. A megnövelt pontosság  $\lambda/8$ .

Felépítése:



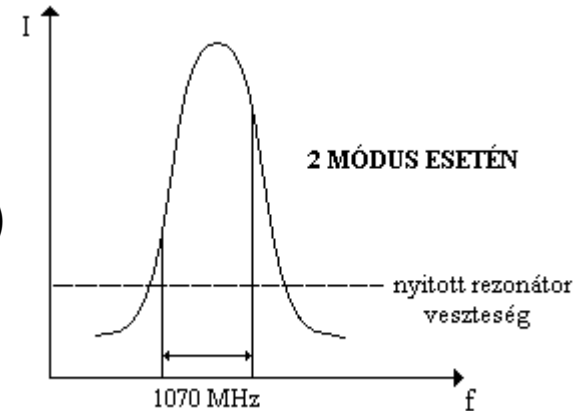
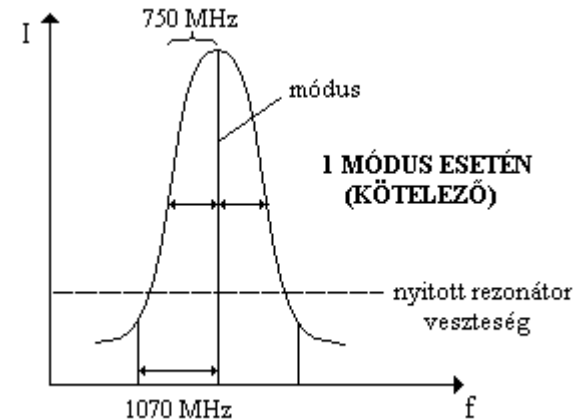
# A precíziós lézerinterferometrikus elmozdulás mérő elemei

- 1, Lézer:
- He-Ne lézer ( $\lambda=632,8$  nm)
  - belső tükrös
  - rögzített polarizációs irány (Brewster ablak)
  - hossza kb. 12 cm
  - teljesítmény:  $P\sim 3$  mW (3A biztonsági osztály)
  - nyalábdivergencia:  $v\sim 10$  mrad
  - longitudinális módustávolság: 1070 MHz
  - sávszélesség: kb. 1500 MHz (rezonátor nélkül)

Ez a lézer egy vagy két longitudinális módusban tud működni.

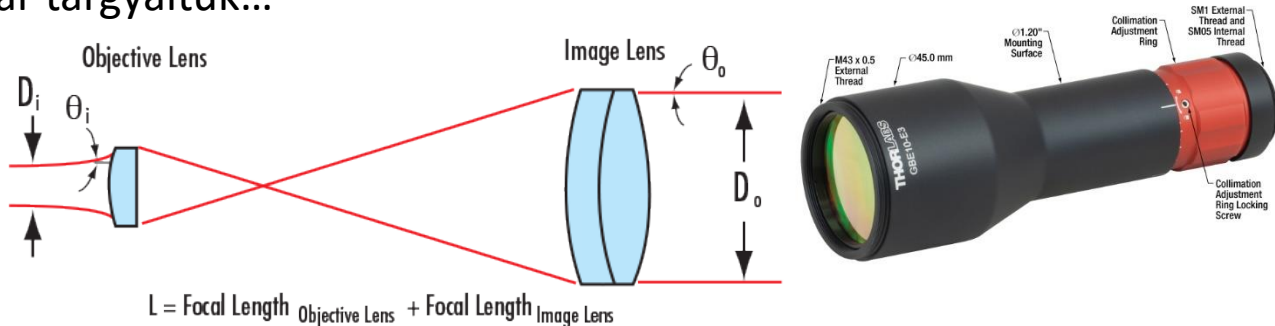
Kötelező az egy long. módus  $\Rightarrow$  néhány század fokra stabilizálni kell a rezonátorhosszat (Ha  $\Delta T=1^\circ\text{C}$ , akkor  $\Delta l\sim 0,5$   $\mu\text{m}$   $\Rightarrow$   $\Delta l$  stabil kb.  $0,2$   $\mu\text{m}$ -re  $\sim \lambda/30$ )

- $\text{TEM}_{00}$  módus (Gauss nyaláb)
- Frekvencia stabilitás  $0,8\cdot 10^{-7}$



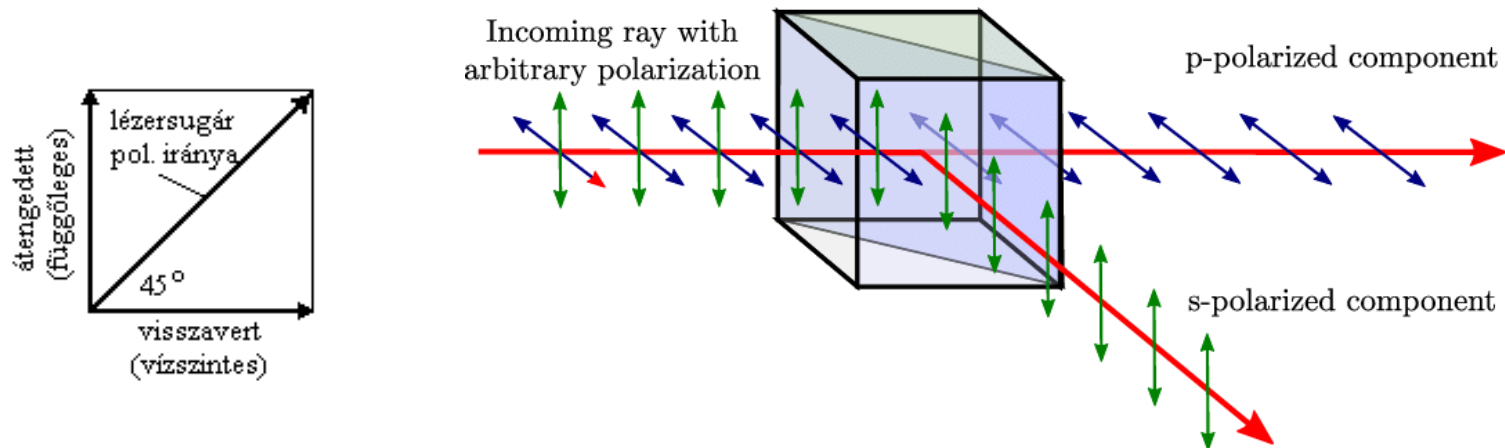
# A precíziós lézerinterferometrikus elmozdulásmérő elemei/2

## 2, Nyalábtágító: már tárgyaltuk...



## 3, Nyalábosztó prizma: (polarizációs nyalábosztó)

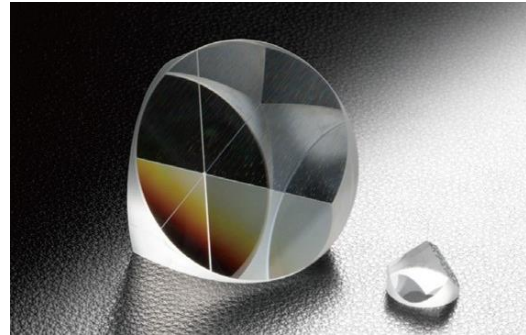
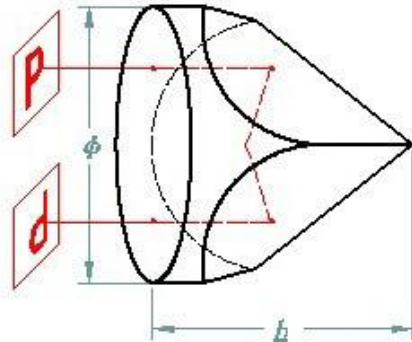
a visszavert és átengedett lézersugár polarizációs iránya egymásra merőleges. A lézerfény eredetileg a függőlegessel  $45^\circ$ -os szöget bezáró pol. iránnyal rendelkezik. Áthaladás után a hullám függőlegesen polarizált, a visszavert pedig vízszintesen.



# A precíziós lézerinterferometrikus elmozdulásmérő elemei/3

4, Sarokprizma: - 100% reflexió (teljes visszaverődés)

- a párhuzamosság mindig biztosított (nincs szögi hiba)
- a nyalábot eltolja, ezáltal szétválik a beeső és a visszavert nyaláb.



5, Visszafelé a pol. nyalábosztó prizmán az áthaladt hullám (vízszintes) 100%-ban áthalad, a visszavert fénysugár (függőleges) 100%-ban visszaverődik => mindkét sugár vízszintesen lép ki a prizmából.

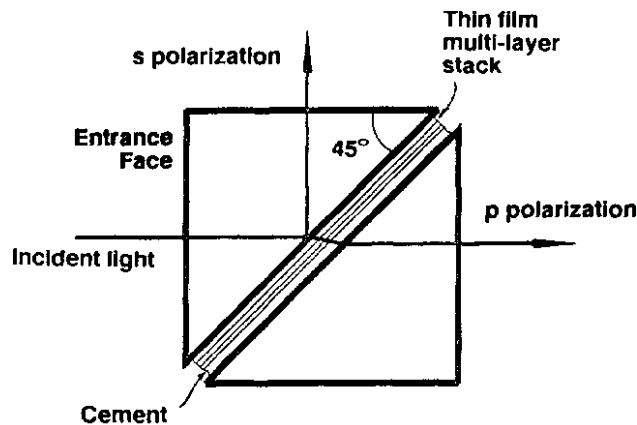
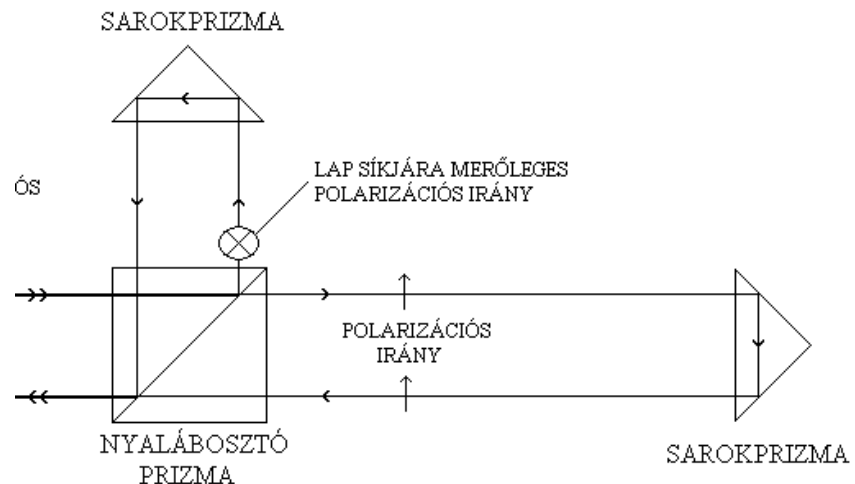


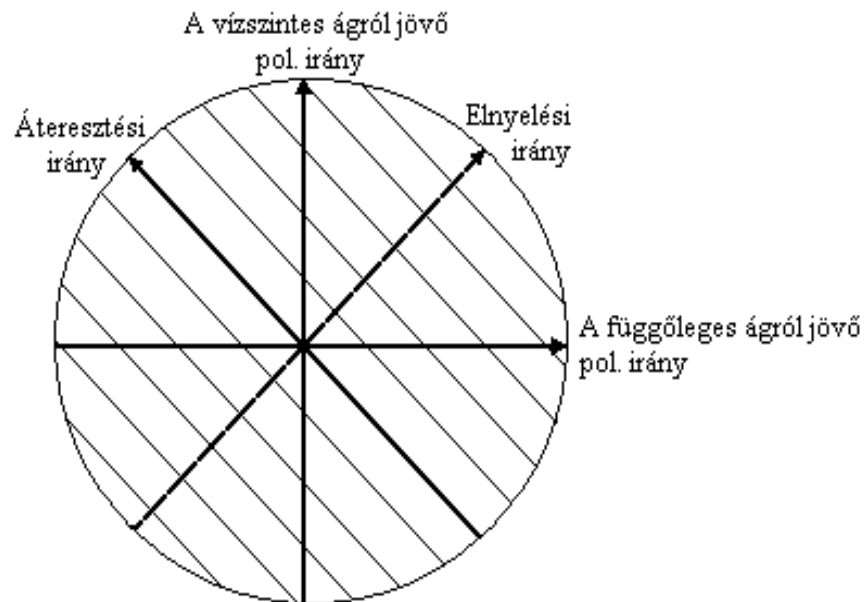
Fig. 1. Diagram of a polarizing beam-splitter cube.



Viszont: az egymásra merőleges polarizációjú hullámok nem interferálnak.  
Hogy lesz akkor itt interferencia? => Kell bele egy polarizátor.

## 6, Polarizátor

Ez a polarizátor a függőlegessel  $45^\circ$ -os szöget bezáró polarizációjú hullámot engedné át teljesen, a vízszintes, ill. függőleges polarizációjúnak csak a vele párhuzamos komponensét. A másik (a merőleges) komponens a polarizátorban elnyelődik. Végeredményben tehát a polarizátoron a lézersugarak fél intenzitással jutnak át, viszont az átjutott sugarak már interferenciára képesek.



## 7, Detektálás: a polarizátor mögött fotodiódával

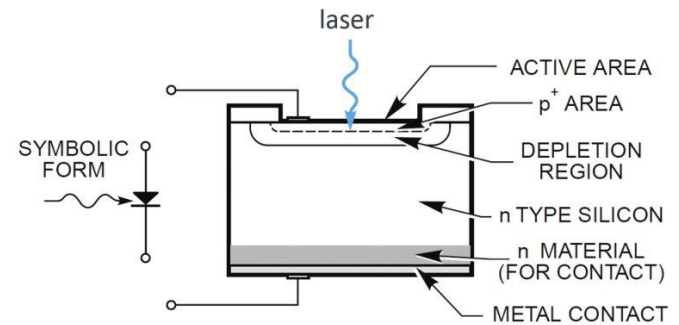
Ha a detektor csak az intenzitás maximumokat és minimumokat képes detektálni: ezek akkor következnek be, ha a két sugár útkülönbsége a  $\lambda/2$ -nek páros ill. páratlan többszöröse. A maximum a minimumba tehát  $\lambda/2$  útkülönbség változásnál fordul.

$\lambda/2$  útkülönbség változás pedig  $\lambda/4$  mérőkarhossz változáshoz tartozik, mivel a fénysugár oda-vissza megy. Ilyen körülmények között tehát a mérőágbeli sarokprizma elmozdulását  $\lambda/4$  pontossággal tudjuk mérni.

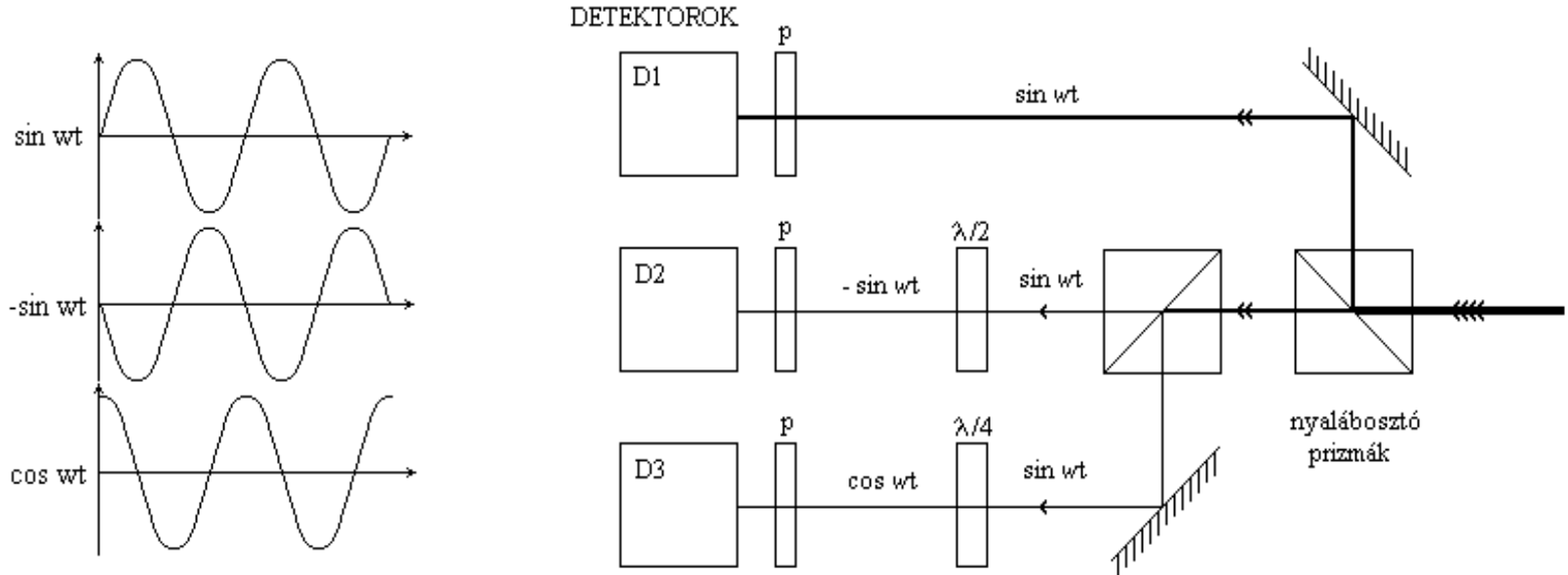
Sajnos csak az elmozdulás nagyságát, egyetlen detektorral az elmozdulás irányára nem lehet következtetni. Ehhez kell egy második detektor is, amely elé egy fázistoló lemezt ( $\lambda/4$  lemezt) helyezünk! Jelentse ez például azt, hogy a függőleges polarizációjú (a mérőágbeli) hullám fázisát toljuk el ennyivel a másik ághoz képest.

Ennek az interferenciára pontosan olyan hatása lesz, mintha a mérőágbeli fényutat  $\lambda/4$ -gyel növeltük volna, tehát a sarokprizmát  $\lambda/8$  értékkel távolabb toltuk volna. Ezzel a detektor úttal önmagában szintén  $\lambda/4$  pontossággal lehet mérni, viszont a két detektor úttal együttesen már  $\lambda/8$  pontosság érhető el. Ráadásul a két detektor jelei sorrendjének elemzésével eldönthető a mérőágbeli elmozdulás előjele is.

Elvben már ez a két detektálási út is elegendő lenne. Méréstechnikai okok miatt célszerű lehet egy harmadik detektálási út használata is ( $\lambda/2$  lemez).



# A detektor rendszer



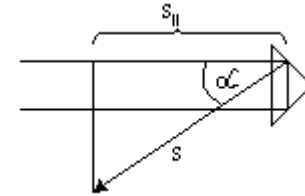
$\lambda/2, \lambda/4$ : a beeső fénysugár fázisán  $2\pi/2$  ill.  $2\pi/4$ -et tolnak; p: polarizátor

Ha a mérőági prizma egyenletesen mozog, akkor az interferencia miatti intenzitások harmonikus függvények szerint változnak. Ha például a D1 detektor jele szinuszos, akkor a D3 jelének az alkalmazott fázistolás miatt koszinuszosnak kell lennie, a D2-é pedig mínusz szinuszos lesz. Látható az is, hogy a D1 és D2 detektorok jeleinek összegzése egyenfeszültségi szintet ad, ami a mérőágakban referencia szintként használható.



## Összegezve:

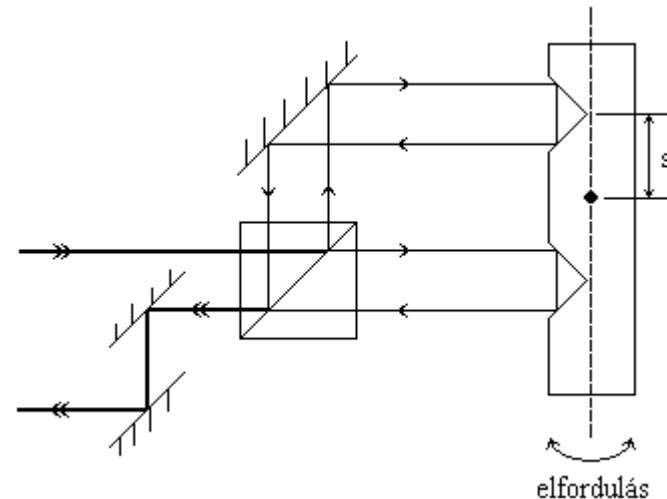
- mindig a távolság változását (azaz az elmozdulást) detektáljuk. (egészen pontosan a nyalábirányú távolság változik) (ha nem nyalábirányban mozog a rendszer => koszinuszos hiba)



- a mérés egysége  $\lambda/8 = 79,1 \text{ nm} \sim 0,08 \mu\text{m}$
- túlságosan gyors mozgásokat nem képes követni (max. 150 mm/s-os sebesség)
- mérhető úthossz:  $\sim 3 \text{ m}$  ( $\sim 6 \text{ m}$  koherenciahossz)
- a rezgések nem nagyon zavarják, azok hatását ki tudja átlagolni (de azért rezgésmentes asztalra szükség van)

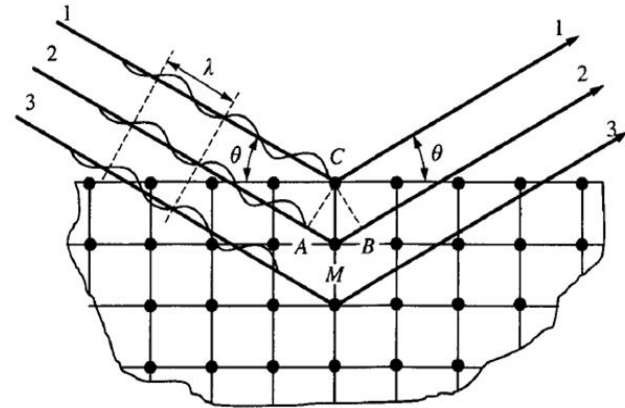
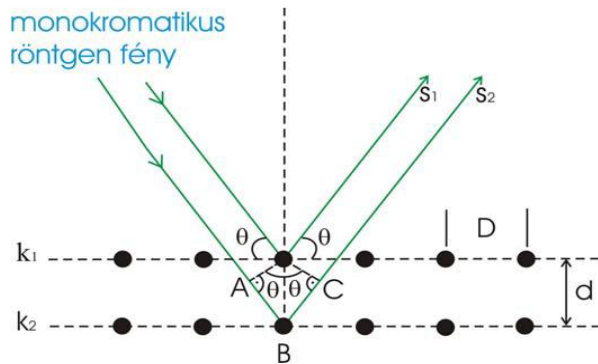
Lézeres szögelfordulás mérés is lehetséges vele:

Figyelmükbe ajánlom a régi eszközünkről a honlapra feltöltött videót is!  
A továbbfejlesztett eszközünk képes a mozgás tényleges analizálására is (LIMA: lézerinterferometrikus mozgásanalizátor).



# Bragg-reflexió

W. H. Bragg és V. L. Bragg nevéhez fűződik a kristályrácsok mérése röntgen diffrakcióval. 1915-ben Nobel-díjat kaptak kutatásaikért. Az eljárás lényege, a kristályrácsok részlegesen tükröző síkként működnek, a hullámokat meghatározott irányokba szórják szét.



*Bragg szabályának geometriai illusztrációja, röntgensugarak visszaverődésére egy köbös kristály síkjairól*

Ahol a  $k_1$  és  $k_2$  atomréteg, avagy kristálysík;  $d$  a tükröző felületek, azaz kristálysíkok közötti távolság;  $s_1$ ,  $s_2$  monokromatikus röntgenfény útját jelöli;  $D$  a rácspontok közötti távolság;  $\lambda$  a hullámhossz

Az egymás melletti síkokról visszavert röntgensugarak útkülönbsége pontosan egy hullámhossznyi, ezek interferálnak egymással. Az interferencia képből ki lehet számolni a tükröző síkok távolságát ( $d$ ); és ebből lehet következtetni a kristályok szerkezetére.

$$\Delta s = s_2 - s_1 = m \cdot \lambda$$

Bragg-féle szóródási összefüggés:

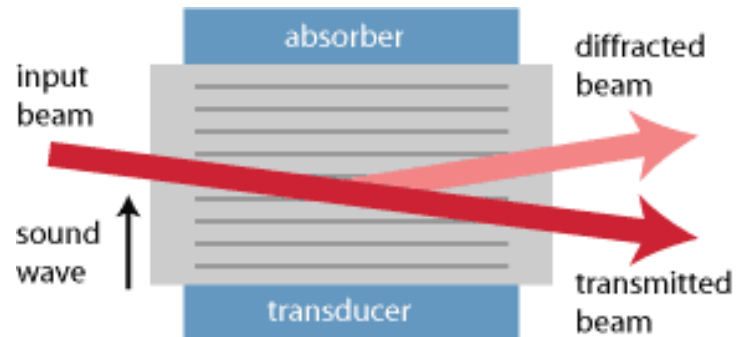
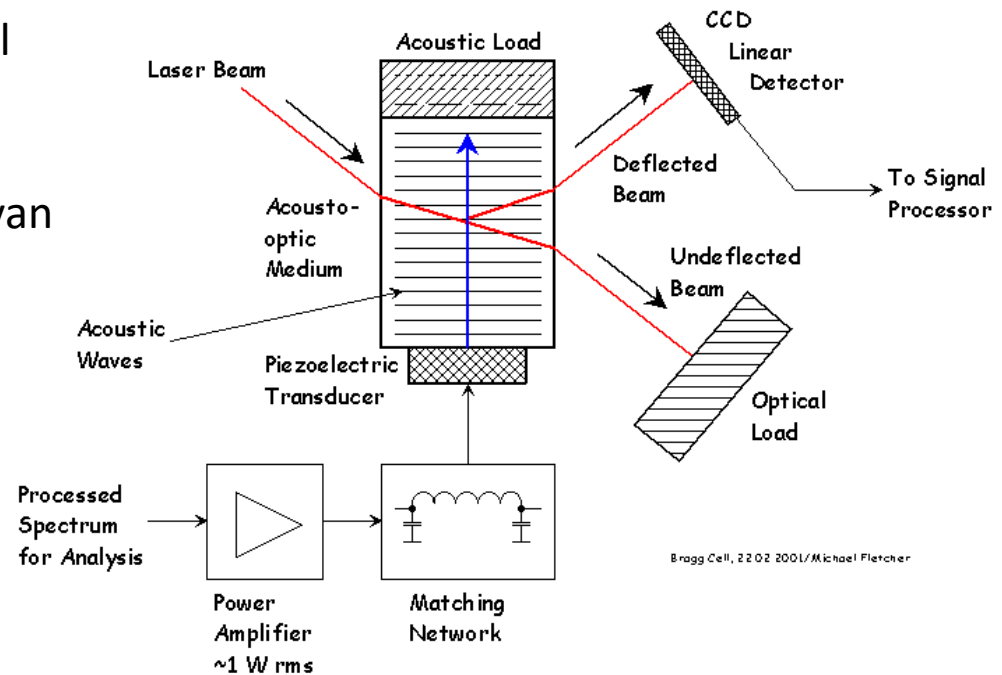
$$\lambda = 2d \sin \theta$$

# A Bragg-cella

A rtg. sugárzásnál 4-5 nagyságrenddel nagyobb hullámhosszúságú lézerefény Bragg-reflexiójához sokkal nagyobb (néhány  $\mu\text{m}$ ) távolságra lévő síkokra van szükség. Ezeket ultrahanggal lehet előállítani.

Egy piezoelektromos energia átalakító segítségével ultrahangot keltünk, ami sűrűség hullámokat idéz elő bizonyos anyagokban (pl.: kvarc, üveg, tellúr-dioxid), ezek a sűrűség hullámok egyfajta optikai rácsként működnek.

Ha az ultrahangot kikapcsoljuk, akkor a lézerefény eltérítése megszűnik (emlék: akusztó-optikai Q-kapcsoló)



A Bragg-cella kétféleképpen működhet:

1: Állóhullámokat gerjesztünk a megfelelő összetételű anyagban (pl kvarc kristály):

Ekkor nincs frekvenciaváltozás. E működést alkalmazzák például az akusztó-optikai kapcsolóknál.

2: Haladó hullámokat hozunk létre az akusztó-optikai kristályban:

Ekkor van frekvenciaváltozás.

Ezt akusztó-optikai modulátoroknál alkalmazzák.

$$\Delta f = f_B \sim (10^{-6} - 10^{-7}) * f_0$$

ha  $f' = f_0 + f_B$  és  $f_0$  interferál,

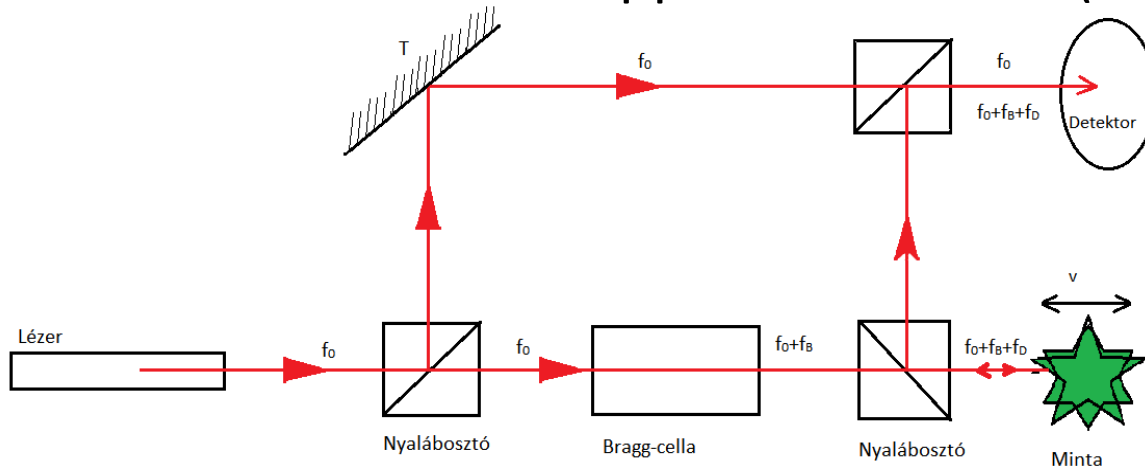
akkor a kicsi frekvenciabeli eltérés miatt lebegés jön létre.

Az intenzitás  $f_B$  frekvenciával változik.



**Acousto Optic Modulator**  
**Free Space Or Fiber Coupled**

# Lézer Doppler vibrométer (LDV)



T: Tükör  
 $f_0$ : A lézerből kibocsájtott fénysugár frekvenciája  
 $f_B$ : A Bragg-cellából kijövő fénysugár frekvenciája

## Az eszköz egy Bragg-cellával ellátott Mach-Zehnder interferométer

$f_D$ : A rezgő felületről visszaverődő fénysugár frekvenciája (Doppler-effektus szerint

$$f = f_0 \frac{c+v}{c-v} \cong f_0 \left(1 + 2\frac{v}{c}\right) = f_0 + f_d$$

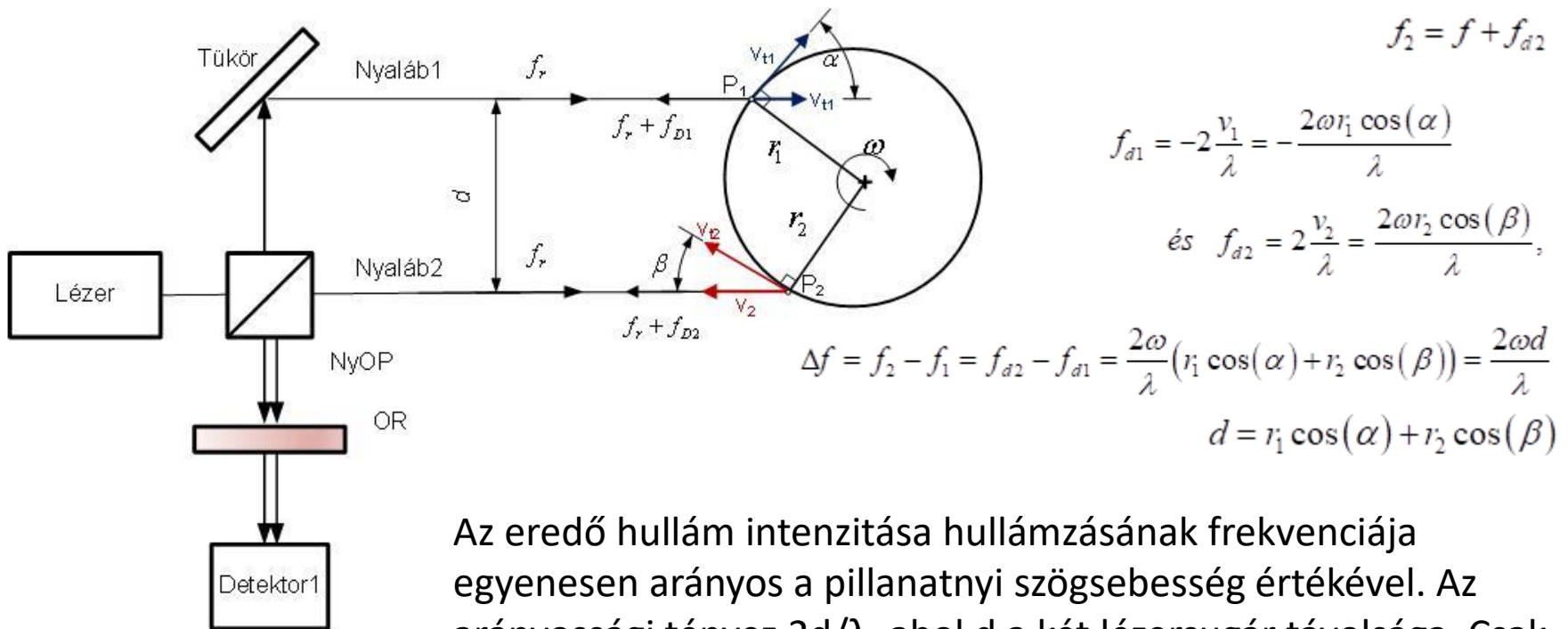
A lézerből kijövő fénysugarat nyalábosztó segítségével kettéosztjuk, az egyik része lesz a referencia sugár. A másikat a Bragg-cellán keresztül a mérni kívánt rezgést végző felületre küldjük, a felületről visszaverődő fénysugár a Doppler-effektus miatt frekvenciájában változik. A rezgésnek csak a lézersugár irányába eső vetülete mérhető. A frekvenciák alakulása ha  $f_B$  értéke például 20MHz-cel egyenlő  $f_B=20\text{MHz}$

$f_B + f_D > 20 \text{ MHz}$ , ha közeledik és  $f_B + f_D < 20 \text{ MHz}$ , ha távolodik a mintadarab

A lebegési frekvencia mérésével a rezgés sebességkomponense meghatározható.

## CSAVARÓ REZGÉSEK MÉRÉSE

A lézerforrás fénye egy nyalábosztó prizmával (NyOP) két ágra bontódik, majd egy tükör segítségével két párhuzamos nyalábot formál, melyek a forgó tengely A ill. B pontját találják el. Mivel a felület mozog, a két fénysugár visszaverődésekor frekvenciaeltolódást szenved (Doppler). A két pont eltérő elhelyezkedése miatt a Doppler-frekvenciák különböznek. A két visszavert jelet interferáltatjuk. Az egyesített hullámok intenzitása a forgó tengely szögsebességével egyenes arányban modulálódik. Az A pontról visszavert sebességkomponens okozta frekvenciaeltolódás  $f_1 = f + f_{d1}$ , míg a B pontról visszaverté



Az eredő hullám intenzitása hullámszámának frekvenciája egyenesen arányos a pillanatnyi szögsebesség értékével. Az arányossági tényező  $2d/\lambda$ , ahol  $d$  a két lézersugár távolsága. Csak ez az adat számít, minden más geometriai adat érdektelen.

## Ellenőrző kérdések

Válasszuk ki azt a jelenséget, állítást, amelyik nem tartozik a nemlineáris optikához (NLO)!

- a) a kétfotonos folyamatok valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos
- b) a dielektromos polarizáció a térerősségnek nem lineáris függvénye
- c) a rezgést leíró periodikus függvény sorfejtésében megjelennek a felharmonikusok
- d) a törésmutató a hullámhossznak nem lineáris függvénye

Párosítsuk össze lézerinterferometrikus mozgásanalizátorban (LIMA) található eszközöket és az ezek által megoldott feladatokat!

- |   |                                |
|---|--------------------------------|
| 1, egymódusú működés biztosítása  | a, $\lambda/4$ fázistoló lemez |
| 2, a beeső és visszavert fénysugarak szétválasztása                               | b, hőmérséklet stabilizálás    |
| 3, a mozgásirány megállapítása  | c, sarokprizma                 |
| 4, egymásra merőlegesen polarizált fénysugarak interferenciájának lehetővé tétele | d, polarizátor                 |

Megoldás: 1b, 2c, 3a, 4d