



TÁMOP-4.1.1.C-12/1/KONV-2012-0005 projekt

„Ágazati felkészítés a hazai ELI projekttel összefüggő képzési és K+F feladatokra”

# Femtosekundumos optikai mérések

## *laboratóriumi mérési gyakorlat*

Írta:

Dr. Kovács Attila adjunktus

Grósz Tímea PhD hallgató

Bíráló:

Dr. Maák Pál egyetemi docens, BMGE

Szeged

2015

Szegedi Tudományegyetem

Cím: 6720 Szeged, Dugonics tér 13.  
[www.u-szeged.hu](http://www.u-szeged.hu)  
[www.palyazat.gov.hu](http://www.palyazat.gov.hu)

SZÉCHENYI 2020



MAGYARORSZÁG  
KORMÁNYA

Európai Unió  
Európai Szociális  
Alap



BEFEKTETÉS A JÖVŐBE

## Előszó

Jelen jegyzetben 6 db haladó szintű laboratóriumi mérési gyakorlat leírását találhatjuk meg, melyek egy új kurzushoz, a *Femtosekundumos optikai mérések* kurzushoz készültek. Ez a kurzus folytatása a Szegedi Tudományegyetemen folyó Fizikus MSc képzésben szereplő *Lézerfizikai laboratóriumi gyakorlatok* című kurzusnak, és ezért a gyakorlatok leírása néha vissza is hivatkozik rá. Ettől függetlenül a jegyzetben szereplő mérési gyakorlatok leírásai önmagukban is érthetők, esetleg némi önálló irodalmazást igényelnek. A leírások végén található *Tesztkérdések* lehetővé teszik, hogy a hallgatók otthon tudják ellenőrizni, hogy a mérési gyakorlat sikeres végrehajtásához a szükséges ismereteket elsajátították-e. A gyakorlatok végrehajtására 4-4 óra áll a hallgatók rendelkezésére.

Reméljük, hogy e gyakorlatok elvégzése olyan kísérleti tapasztalatokat ad a hallgatóknak, mely hasznos lesz a későbbiekben, ha ultrarövid fényimpulzusokat előállító lézerek építésében, optikai elemek diszperziójának mérésében, lézerimpulzusok karakterizálásában vesznek részt.

A jegyzet elkészítését az „Ágazati felkészítés a hazai ELI projekttel összefüggő képzési és K+F feladatokra” című, TAMOP-4.1.1.C-12/1/KONV-2012-0005 azonosítószámú projekt támogatja. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

*A Szerzők*

## Tartalomjegyzék

Prizmapár diszperziójának függése a prizmák helyzetétől.....	4
Rácspar diszperziójának függése az optikai rácsok helyzetétől.....	14
Optikai szál diszperziójának mérése Fourier-transzformációs spektrális interferometriával...	21
Polarizációs mérések.....	32
Ultrarövid lézerimpulzusok idő- és térbeli alakjának mérése a fókuszpont környezetében spektrális interferometriával.....	43
Ti:zafír lézernyaláb geometriai paramétereinek mérése.....	52

# Prizmapár diszperziójának függése a prizmák helyzetétől

## I. Elméleti összefoglaló

A lézerek megjelenése óta folyamatos a törekvés az egyre rövidebb lézerimpulzusok előállítására, mivel az ultrarövid impulzusok segítségével lehetőség nyílik az egyre rövidebb (femtosekundumos) időbeli lefutású folyamatok vizsgálatára. A lézerből kilépő ultrarövid impulzus a céltárgyig eljutva több optikai elem is keresztülhalad vagy visszaverődik, melynek során az impulzus időbeli hossza akár jelentősen is megnőhet, ami a kísérleti eredményt befolyásolhatja. Különböző impulzusformáló eszközökkel, ún. impulzuskompresszorokkal lehetőség van arra, hogy az impulzus időtartamát az eredeti időtartamra osszenyomjuk. Elméletileg bármely, szögdiszperzióval rendelkező optikai elem felhasználható a pozitív anyagi diszperzió kompenzálására. A legelterjedtebb impulzuskompresszorok a prizmapárból [1-5] vagy a rácsparból álló eszközök.

Az említett kompresszorok alkalmazási lehetősége és tulajdonsága között lényeges különbség van. Míg a prizmás impulzuskompresszort legtöbbször a femtosekundumos lézeroszcillátorok aktív közegének anyagi diszperziója által okozott nemlineáris fázistolás kompenzálására, addig a rácsos kompresszort főként a prizmás kompresszorokkal elérhető diszperzió nagyságrendekkel nagyobb értékű diszperzió kompenzálására használják, például CPA (Chirped Pulse Amplification, fázismodulált impulzuserősítés) rendszerekben. Jelentős különbség továbbá, hogy a prizmás kompresszor sokkal kisebb veszteséggel rendelkezik, mint az optikai rácsokból álló, feltéve, ha a prizma törőszögét úgy választjuk meg, hogy a nyaláb Brewster-szögben érkezzon a prizmára.

Ezen gyakorlat során a prizmapár diszperziós tulajdonságait vizsgáljuk meg. Ehhez felidézzük, hogy milyen jellemzőkkel írhatjuk le egy rövidimpulzus terjedését egy homogén, diszperzív közegben lineáris terjedés során [5]. Az irodalomban szokásos módon a diszperzió jellemzésére a spektrális fázis  $\omega_0$  központi frekvenciája körüli Taylor-sorbeli együtthatóit használjuk:

$$\varphi(\omega) \approx \varphi(\omega_0) + \sum_{n=1}^N \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n \varphi}{d\omega^n} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^n, \quad (1)$$

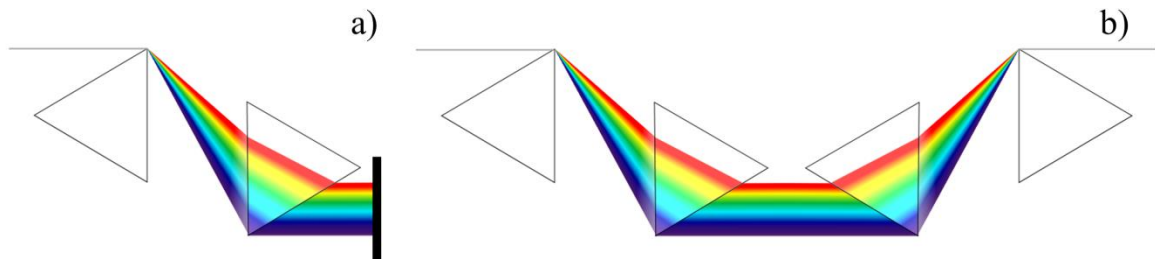
ahol

$$\begin{aligned} GD(\omega_0) &= \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad GDD(\omega_0) = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \\ TOD(\omega_0) &= \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad FOD(\omega_0) = \left. \frac{d^4\varphi}{d\omega^4} \right|_{\omega=\omega_0} \end{aligned} \quad (2)$$

rendre a csoportkésleltetés ( $GD$ ), a csoportkésleltetés- vagy másképpen másodrendű diszperzió ( $GDD$ ), a harmadrendű ( $TOD$ ), valamint a negyedrendű diszperzió ( $FOD$ ). Az egyes fázisderiváltak fizikai hatása és a jelen gyakorlat során alkalmazott mérési módszer, a spektrális interferometria részletes leírása az *Üveglezem diszperziójának mérése spektrális interferometriával* és a *Mérések Michelson-interferométerrel c. gyakorlatok leírásában* található.

Ha egy ultrarövid impulzus áthalad egy szögdiszperzív optikai elem, például egy prizmán, a különböző frekvenciájú spektrális komponensei eltérő irányban terjednek az optikai elem után. Ez azt eredményezi, hogy fáziskülönbség lép fel a komponensek között akkor is, ha az egyes monokromatikus hullámok ugyanolyan sebességgel terjednek, de

különböző irányban. (A szögdiszperzió részletes tárgyalásához ld. az *Ultrarövid lézerimpulzusban jelenlevő terjedési irány és fázisfront szögdiszperzió mérése c. gyakorlatot.*) Ebben az esetben tehát az impulzus egy adott pontjában mérhető *GDD* részben az üvegben történő terjedés miatt, részben pedig a szögdiszperzió miatt lép fel. Az üvegben való terjedés során az impulzus időben megnyúlik, ugyanis a látható tartományban a legtöbb anyag pozitív *GDD*-vel rendelkezik. Ehhez képest a szögdiszperzió negatív *GDD*-t eredményez. Ha csak egy prizmat használnánk, akkor az impulzus időben összenyomódna, azonban mivel a prizmatól mért távolsággal arányos a szögdiszperzió okozta *GDD*, így csak egy adott pontban lenne az impulzus a legrövidebb. További probléma, hogy ebben az esetben a nyaláb divergens, és ún. térbeli chirp is fellépne, azaz az impulzus spektruma az impulzus keresztmetszetében jelentősen változna. Ezért impulzuskompresszorként prizmapárokat használnak (*1. ábra*). A prizmák teljesen identikusak, egyenlő szárúak, azonos az anyaguk és a törőszögük is. Fontos, hogy úgy kell őket elhelyezni, hogy ellentétes irányban legyenek a törőéleik, illetve az összes oldallapjuk kölcsönösen párhuzamos legyen egymással. Ekkor a második prizma kompenzálja az első által okozott szögdiszperziót, és az összes spektrális komponens párhuzamosan halad a 2. prizma után, ahogy az az *1.a ábrán* látható. Ahhoz, hogy az immár párhuzamosan haladó ám térben szétválasztott komponenseket ismét egy impulzussá hozzuk össze, egy további prizmapárra van szükség (*1.b ábra*).



**1. ábra** Prizmás impulzuskompresszor kettő (a) és négy prizmával (b).

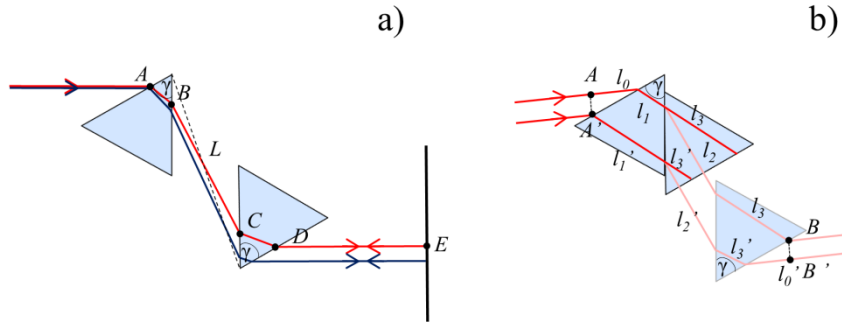
A fentiekkel ekvivalens és költséghatékony megoldás, ha a két prizma után egy tükröt helyezünk el, és ezáltal kétszer vezetjük keresztül a fényt a prizmapáron (*1.a ábra*).

Egy ilyen rendszer *GDD*-jét több tényező befolyásolja: egyrészt a két prizmában történő terjedés, továbbá a szögdiszperzió miatt bekövetkező optikai úthossz-változás az egyes prizmákban illetve a két prizma között. Látható, hogy a rendszerben az optikai úthosszak és a fázistolás meghatározása is igen bonyolult, hosszas számolást igénylő folyamat, ami miatt a fázisderiváltak kiszámítása meglehetősen nehézkes.

A prizmapár fázisderiváltjainak kiszámítására létezik egy jóval egyszerűbb megoldás is, melynek megértéséhez Fork és társai [1] által leírt gondolatmenetet követjük végig. Először írjuk fel a *2.a ábrán* látható prizmapár okozta fázistolást

$$\varphi_{AE}(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} (nl_{AB} + l_{BC} + nl_{CD} + l_{DE}), \quad (3)$$

ahol  $c$  a vákuumbéli fénysebesség,  $n$  pedig a prizmák anyagának törésmutatója. A *2.b ábra*



2. ábra Prizmapár tükörrel (a) és úthosszak a prizmákban (b).

alján látható, hogy két párhuzamosan haladó fénysugárra ugyanakkora lesz a fázistolás nagysága, azaz:

$$l_0 = l'_0,$$

$$l_2 = l'_2,$$

$$l_1 + l_3 = l'_1 + l'_3,$$

$$\varphi_{AB} = \varphi_{A'B'} \quad (4)$$

A 3.a ábra jelöléseit használva, a Fermat-elv alapján felírhatjuk a következő összefüggéseket:

$$\varphi_{AB}(\omega) = \varphi_{A'B'}(\omega) = \frac{\omega}{c} l_{AB} \quad (5a)$$

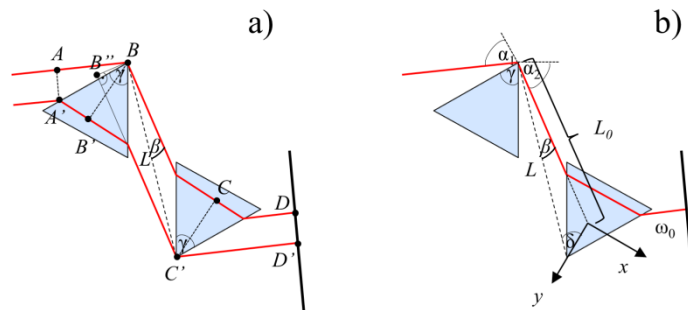
$$\varphi_{BC}(\omega) = \varphi_{B'C'}(\omega) = \varphi_{B''C'}(\omega) = \frac{\omega}{c} L \cos(\beta) \quad (5b)$$

$$\varphi_{CD}(\omega) = \varphi_{C'D'}(\omega) = \frac{\omega}{c} l_{C'D'}, \quad (5c)$$

ahol  $L$  a két prizma csúcsa közötti távolság,  $\beta$  pedig a megfigyelt fénysugár és a prizma törőcsúcsait összekötő egyenes közötti szöget jelöli.

Az (5a) és az (5c) összefüggések által leírt fázistolások csak egy konstans  $GDD$ -t eredményeznek, így a  $GDD$ -hez már nem adnak járulékot. A prizmapár által okozott fázistolás azon része, mely a  $GDD$ -hez hozzájárul, az (5b) alapján egy teljes oda-vissza út esetén a következőképpen írható fel:

$$\varphi_{pp}(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} L \cos(\beta). \quad (6)$$



3. ábra Prizmapár tükörrel (a). A számolásoknál használt szögek illetve a koordináta-rendszer (b).

A (6)-ot  $\omega$  szerint egyszer deriválva a csoportképletetés, kétszer pedig a csoportképletetés-diszperzió összefüggése adódik:

$$GD_{pp}(\omega) = 2 \frac{L}{c} \left[ \cos(\beta) - \omega \sin(\beta) \frac{d\beta}{d\omega} \right], \quad (7)$$

$$GDD_{pp}(\omega) = -2 \frac{L}{c} \left[ \left( 2 \frac{d\beta}{d\omega} + \omega \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right) \sin(\beta) + \omega \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 \cos(\beta) \right]. \quad (8)$$

Ha  $\beta(\omega_0)=0$ , azaz az  $\omega_0$  frekvenciájú spektrális komponens éppen a két prizma törőélén halad keresztül, akkor a  $L = L_0$  és a csoportképletetés-diszperzió az  $\omega_0$  frekvenciára:

$$GDD_{pp}(\omega_0) = -2 \frac{L_0 \omega_0}{c} \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2. \quad (9)$$

A (9) kifejezésből látható, hogy ekkor a prizmapár  $GDD$ -je negatív, és a két prizma csúcsa közötti távolságon kívül a prizma szögdiszperziója határozza meg. Feltéve, hogy a fénynyaláb a második prizma csúcsához közel halad, tehát  $\beta$  kicsi, a (8) összefüggés alapján a  $GDD$ -re levezethetünk egy közelítő képletet:

$$GDD_{pp}(\omega_0) \approx -2 \frac{L_0}{c} \left[ \left( 2 \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} + \omega_0 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} \right) \beta(\omega_0) + \omega_0 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

A 3.b ábra alapján a szinusztételt alkalmazva írhatjuk, hogy

$$\frac{y}{L_0} = \frac{\sin(\beta)}{\sin(\delta)} \approx \frac{\beta}{\cos\left(\alpha_2 - \frac{\gamma}{2} + \beta\right)} \approx \frac{\beta}{\cos\left(\alpha_2 - \frac{\gamma}{2}\right)}, \quad (11)$$

amiből következik, hogy

$$\beta \approx \frac{\cos\left(\alpha_2 - \frac{\gamma}{2}\right)}{L_0} y. \quad (12)$$

A (12)-t (10)-be helyettesítve, a  $GDD$  felírható

$$GDD_{pp}(\omega_0) \approx my + b, \quad (13)$$

alakban, ahol

$$m = -2 \frac{\cos\left(\alpha_2(\omega_0) - \frac{\gamma}{2}\right)}{c} \left( 2 \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} + \omega_0 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} \right)$$

$$b = -2 \frac{L_0 \omega_0}{c} \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2. \quad (14)$$

A fentiekben feltételeztük, hogy  $L \approx L_0$ . A harmadrendű diszperzió a következő alakban fejezhető ki:

$$TOD_{pp}(\omega) = 2 \frac{L}{c} \left( -3 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} - \omega \frac{d^3\beta}{d\omega^3} + \omega \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^3 \right) \sin(\beta) +$$

$$+ 2 \frac{L}{c} \left( -3 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 - 3\omega \frac{d\beta}{d\omega} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right) \cos(\beta). \quad (15)$$

Hasonló gondolatmenettel belátható, hogy a harmadrendű-diszperzió is felírható a következő alakban:

$$TOD_{pp}(\omega_0) \approx my + b, \quad (16)$$

ahol

$$m = -2 \frac{\cos\left(\alpha_2(\omega_0) - \frac{\gamma}{2}\right)}{c} \left( \omega_0 \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \Big|_{\omega_0} + 3 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} - \omega_0 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^3 \right)$$

$$b = -2 \frac{L_0}{c} \left( 3\omega_0 \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} + 3 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2 \right). \quad (17)$$

A negyedrendű diszperzió a következőképpen írható fel:

$$FOD_{pp}(\omega) = 2 \frac{L}{c} \left( -\omega \frac{d^4\beta}{d\omega^4} - 4 \frac{d^3\beta}{d\omega^3} + 6\omega \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} + 4 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^3 \right) \sin(\beta) +$$

$$+ 2 \frac{L}{c} \left( -2\omega \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^4 - 4\omega \frac{d\beta}{d\omega} \frac{d^3\beta}{d\omega^3} - 12 \frac{d\beta}{d\omega} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} - 3\omega \left( \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right)^2 \right) \cos(\beta). \quad (18)$$

A (18) kifejezés szintén átalakítható a következő alakra:

$$FOD_{pp}(\omega_0) \approx my + b, \quad (19)$$

ahol

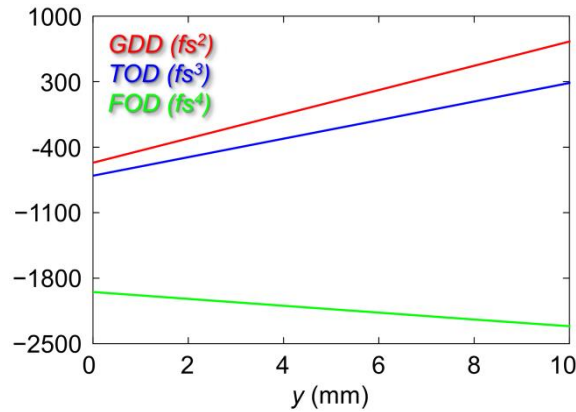
$$m = -2 \frac{\cos\left(\alpha_2(\omega_0) - \frac{\gamma}{2}\right)}{c} \left( \omega_0 \frac{d^4\beta}{d\omega^4} \Big|_{\omega_0} + 4 \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \Big|_{\omega_0} - 6\omega_0 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} - 4 \left( \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right)^3 \right)$$

$$b = -2 \frac{L_0}{c} \left( 4\omega_0 \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \Big|_{\omega_0} + 12 \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} + 3\omega_0 \left( \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} \right)^2 \right). \quad (20)$$

Jól látszik, hogy a rendszer *GDD*-je a (10), *TOD*-ja a (15) és *FOD*-ja a (18) alapján könnyen hangolható. Az egyik lehetőség a két prizma közötti  $L$  távolság változtatása. A két prizma távolításával a diszperziós értékek abszolút értékben nőnek, míg közelítésével csökkennek. Másik lehetőség, ha a második prizmat a törőcsúcán átmenő szögfelezőjével párhuzamosan eltoljuk, amikor is az  $y$  értéke változik. A (13), (16) és (19) összefüggésekből látszik, hogy a *GDD*, a *TOD* és a *FOD* az  $y$  lineáris függvénye, ahogy az a 4. ábrán is látható. Továbbá, ha az  $y$  értéke növekszik, a  $\beta$  értéke is nőni fog. Feltételezve, hogy kezdetben a második prizma csúcsához nagyon közel halad a fény, tehát a  $\beta$  kicsi, a (10) alapján könnyen látható, hogy az összefüggés első tagja kiesik. A meghatározó második tagban a  $d\beta/d\omega$  ugyan negatív, ám a négyzet miatt pozitív lesz, ezt pedig egy negatív érték szorozza, így összességében a *GDD* negatív lesz. Ahogy nő az  $y$  és a  $\beta$ , az első tag jelentősége is nő. Ebben mindkét tag negatív, de mivel egy-egy negatív értékkel szorzódik, összességében ez a tag egyre pozitívabbá válik, és miután a második tagot abszolút értékben meghaladja, a *GDD* is pozitív lesz. Ez összhangban van azzal a szemléletes képpel, hogy a második prizmaiban a fénysugár növekvő úthossza egyre nagyobb pozitív *GDD*-t eredményez. A *TOD* és a magasabb rendek esetében nem ilyen könnyű belátni, hogy miként változik az előjel a  $\beta$  növekedésével, így erről például egy adott anyag esetén készíthetünk egy modellezést. Az 4.



ábrán egy ilyen modellezés eredménye látható, melyben a prizmák anyaga kvarc, törőszögük  $67.5^\circ$ , csúcsaik 40 cm-re helyezkednek el egymástól, teljesül a minimális deviáció feltétele 650 nm-re és az impulzus központi hullámhossza 800 nm. Látszik, hogy ilyen feltételek mellett az  $y$  és a  $\beta$  növelésével a  $TOD$  a  $GDD$ -hez hasonlóan negatívból pozitívba fordul át, az  $FOD$  pedig végig negatív marad.



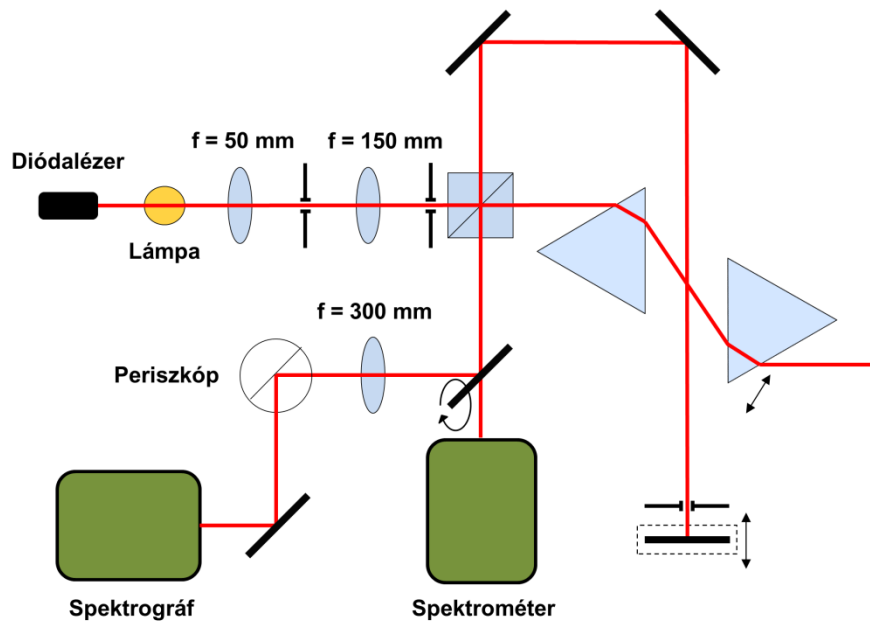
4. ábra A prizmapár diszperziós értékeinek változása a második prizmánál a fényútba történő betolásával.

A fentiekből látható, hogy a két prizma közötti  $L$  távolság és  $\beta$  ismeretében a fázistolás a (6) összefüggés alapján meghatározható. A diszperziós együtthatók pedig numerikus deriválással kiszámolhatók (6)-ot használva. Mivel a fénynyaláb prizmában megtett útja, illetve a  $\beta$  pontosan nem mérhető meg, ezért a (6)-ból számolt deriváltakat nehéz összevetni a mérési eredményekkel. A második prizmánál a fényútba való betolása viszont pontosan mérhető, így a 4. ábrán szereplő diszperziós görbék meredeksége, mely a (14), (17) és (20)-ból számolható, összevethető a mérési eredményekkel. A számolást nagyban leegyszerűsíti, ha figyelembe vesszük, hogy

$$\frac{d\beta}{d\omega} = -\frac{d\alpha_2}{d\omega}. \quad (21)$$

## II. Kísérleti elrendezés

A prizmapár diszperzióját spektrális interferometria segítségével egy Michelson-interferométer és egy spektrométer alkalmazásával vizsgáljuk (5. ábra). Fényforrásként femtoszekundumos lézer helyett egy közönséges fehér fényű halogénlámpát használunk. A mérés során több prizmapozíciónál veszünk fel interferogramokat a hozzájuk tartozó referencia- és tárgykar spektrumokkal együtt. A kiértékelést a korábbi laborgyakorlatok során megismert koszinusz-függvény illesztésének módszerével végezzük.



5. ábra Kísérleti elrendezés.

### III. Eszközök

- Diódalézer (2 mW)
- Halogén lámpa (100 W)
- 50, 150 és 300 mm fókusz távolságú gyűjtőlencse (1-1 db)
- Nyalábosztó kocka
- Síktükrök (7 +1 billenő db)
- 67° törőszögű kvarc prizma (2 db)
- Íriszblendék
- Lineáris eltoló (3 db)
- Optomechanikai elemek
- Avantes 3648 spektrométer az AvaSoft 7.6 for USB2 programmal
- Leképező spektrográf (CEOptics)
- Cosfit.xmcd program

### IV. Feladatok

**1. feladat:** Állítsa össze az 5. ábrán látható kísérleti elrendezést egy diódalézer segítségével. *A direkt lézernyalábba soha ne nézzen!*

A Michelson-interferométer referenciakarjának megépítése után helyezzük be az első prizmat az interferométer tárgykarába úgy, hogy a diódalézer nyalábja a minimális deviációhoz szükséges szögben essen a prizmára. Ügyeljünk arra, hogy a nyaláb a prizma csúcsától nagyjából 2 mm-re haladjon keresztül, oly módon, hogy az még éppen ne vágjon le a nyalábból. Ezután behelyezzük a második prizmat is, az ábrán látható módon, szintén minimális deviációt beállítva, ugyanis ekkor biztosítható legkönnyebben a prizma oldallapjainak párhuzamossága. A két prizma csúcsa között körülbelül 40 cm távolság legyen miközben az eltoló mikrométercsavarja a 0 állásban van. A nyaláb a második prizma esetében is a prizma csúcsához közel haladjon át. Ezután behelyezzük a tárgykárába a végtükröt is.

Végül az Avantes spektrométert az interferométer kimenetéhez tesszük. *A spektrométerről a védőkupakot ne vegye le mindaddig, amíg a lézerefényt ki nem kapcsolta!*

Még az interferogramok felvétele előtt meg kell vizsgálni, hogy van-e visszamaradt szögdiszperzió a prizmapár alkotta optikai rendszerben. Ehhez a diódalézer helyett a halogén lámpával világítjuk meg az interferométert. A halogén lámpa fényét egy csapótükörrel a spektrométer előtt kicsatoljuk, és a CEOptics gyártmányú leképezőspektrográfba vezetjük az 5. ábra szerint. Elindítjuk az *uc480viewer* programot. A képernyőn megjelenik a spektrum. Abban az esetben, ha a spektrum vízszintes, akkor nincs maradék szögdiszperzió, ha viszont a spektrum dőlt, a 2. prizmat illetve a tárgykar végtükrét addig kell finoman forgatni, amíg vízszintes nem lesz a spektrum. Ekkor a csapótükört kivesszük a fényútból. *Figyeljen arra, hogy a lámpa a használat közben jelentős mértékben felmelegszik, égési sérüléseket okozhat!*

**2. feladat:** Határozza meg a prizmapár diszperzióját a 2. prizma eltolójának 0 mm-es állásánál! Ehhez vegyen fel 5 interferogramot a referenciakar különböző késleltetéseinél! Vegye fel a referencia és a tárgykarhoz tartozó spektrumot a mérés kezdetén és végén, melyekre a normált interferogram előállításánál lesz szükség!

Első lépésként elindítjuk a spektrométer programját (Avasoft 7.6 for USB2). A START gomb lenyomása után a monitoron megjelenik a mért spektrum. Beállítjuk az integrációs időt, úgy, hogy a maximális értéket (65536) sehol se érje el a spektrum. Kitakarjuk a halogén lámpát, és felvesszük a háttérrel a START gomb mellett lévő fekete négyzetre kattintva. A háttér levonásához a SETUP menüsorban kijelöljük a SUBTRACT SAVED DARK opciót. Figyeljünk arra, hogyha megváltoztatjuk az integrációs időt, akkor újra fel kell venni a háttérrel! Először a második prizma eltolójának 0 állásában a referenciakar hosszát a mikrométercsavar segítségével addig állítjuk, amíg a spektrumban modulációt nem látunk. Ezután állítsuk be az egyenlő karhosszat, és vegyük fel az interferogramokat.

**3. feladat:** Ismétlje meg a mérést a 2. prizma mikrométercsavarjának 2, 4, 6, 8 és 10 mm-es állásában is!

**4. feladat:** A felvett interferogramokat a korábbról ismert koszinusz-függvény illesztéses módszerrel értékelje ki (Cosfit.xmcd)! A diszperziós koefficienseket 800 nm központi hullámhosszra vonatkoztatva negyedrendig határozza meg! Ábrázolja a koefficienseket a második prizma helyzetének függvényében, és a mért értékekre illesszen egyeneseket, valamint határozza meg ezek meredekségét!

**5. feladat:** Mérje le a szükséges geometriai paramétereket, majd számolja ki a diszperziós koefficiensek értékének a második prizma fényútba való betolásának mértékétől való függését! A számításokat MathCad szoftver segítségével végezze, a kvarc törésmutatópolinomjának felhasználásával! Hasonlítsa össze a számolt és a kiértékelés során kapott értékeket!

## Ajánlott irodalom:

- [1] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, „*Negative dispersion using pairs of prisms,*” Opt. Lett. **9**, 150-152 (1984)
- [2] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, „*Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation,*” Opt. Lett. **12**, 483-485 (1987)
- [3] J.-C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (2<sup>nd</sup> edition, 2006, Elsevier Inc.)
- [4] Zs. Bor and B. Rácz, „*Group Velocity Dispersion in Prisms and its Application to Pulse Compression and Travelling-wave Excitation,*” Opt. Commun. **54**, 165-170 (1985)
- [5] Börzsönyi Á., Horváth Z., Kovács A. P., Osvay K.: *Femtosekundumos és nemlineáris optika alapjai* (digitális tananyag, 2013, Szeged)

## Tesztkérdések:

1. Milyen előjelű egyetlen prizma teljes csoportképletelés diszperziója?
  - a) pozitív
  - b) negatív
  - c) a prizmában megtett úthossztól függ.
2. Milyen előjelű az üveg csoportképletelés diszperziója a látható (400-700 nm) tartományban?
  - a) az üvegben megtett úthossztól függ
  - b) pozitív
  - c) negatív.
3. Mely elrendezések alkalmasak impulzuskompresszióra úgy, hogy térbeli chirp ne lépjen fel?
  - a) egy prizma
  - b) prizmapár tükörrel
  - c) két prizmapár.
4. Melyik állítás helyes?
  - a) a prizmás impulzuskompresszor esetében kisebb a fényvesztés, mint a rácsosnál
  - b) a prizmás impulzuskompresszor segítségével nagyobb diszperziós értékek kompenzálhatók, mint rácsos kompresszor segítségével
  - c) a rácsos impulzuskompresszor segítségével nagyobb diszperziós értékek kompenzálhatók, mint prizmás impulzuskompresszor segítségével.
5. Hogyan függnek a prizmás kompresszor diszperziós együtthatói a prizmák közötti távolságtól? A távolság növelésével a nagyságuk
  - a) növekszik
  - b) csökken
  - c) nem változnak.
6. Miért van szükség a leképezőspektrográfra?
  - a) a maradék szögdiszperzió pontos beállításához
  - b) hogy segítségével kiküszöböljük a rendszer maradék szögdiszperzióját
  - c) a minimális deviáció beállításához.
7. Miért fontos a minimális deviáció teljesülése a prizmák beállítása során?
  - a) hogy minél kisebb legyen a fényvesztés

- b) így biztosítható legkönnyebben a prizmafelületek párhuzamossága
- c) hogy pontosan ugyanakkora utat tegyen meg a fény mindkét prizmaiban.

**8.** Mekkora egy egyenlő oldalú kvarcprizma szögdiszperziójának nagysága minimális deviáció esetén 800 nm-re vonatkoztatva?

- a) 0.12  $\mu\text{rad}/\text{nm}$
- b) 20  $\mu\text{rad}/\text{nm}$
- c) 15 mrad/nm.

**9.** Mekkora egy prizmapár *GDD*-je 800 nm-nél, ha a két prizma távolsága 40.070 cm, a kvarc prizmák törőszöge  $67.5^\circ$ , teljesül a minimális deviáció feltétele 800 nm-re, és az első prizma csúcsánál, a második prizma csúcsától pedig 2 mm-re halad a fény?

- a)  $-303 \text{ fs}^2$
- b)  $-1518 \text{ fs}^2$
- c)  $+211 \text{ fs}^2$ .

**10.** Mekkora egy prizmapár *TOD*-je 800 nm-nél, ha a két prizma távolsága 40.212 cm, a kvarc prizmák törőszöge  $67.5^\circ$ , teljesül a minimális deviáció feltétele 800 nm-re, és az első prizma csúcsánál, a második prizma csúcsától pedig 6 mm-re halad a fény?

- a)  $-22 \text{ fs}^3$
- b)  $+53 \text{ fs}^3$
- c)  $-107 \text{ fs}^3$ .

# Rácspár diszperziójának függése az optikai rácsok helyzetétől

## I. Elméleti összefoglaló

A lézerek megjelenése óta folyamatos a törekvés az egyre rövidebb lézerimpulzusok előállítására, mivel az ultrarövid impulzusok segítségével lehetőség nyílik az egyre rövidebb (femtosekundumos) időbeli lefutású folyamatok vizsgálatára. A lézerből kilépő ultrarövid impulzus a céltárgyig eljutva több optikai elemen is keresztülhalad vagy visszaverődik, melynek során az impulzus időbeli hossza akár jelentősen megnőhet, ami a kísérleti eredményt befolyásolhatja. Különböző impulzusformáló eszközökkel, ún. impulzuskompresszorokkal lehetőség van arra, hogy az impulzus időtartamát az eredeti időtartamra osszenyomjuk. Elméletileg bármely, szögdiszperzióval rendelkező optikai elem felhasználható a pozitív anyagi diszperzió kompenzálására. A legelterjedtebb impulzuskompresszorok a prizmapárból vagy a rácspárból álló eszközök [1-4].

Az említett kompresszorok alkalmazási lehetősége és tulajdonsága között lényeges különbség van. Míg a prizmás impulzuskompresszort legtöbbször a femtosekundumos lézeroszcillátorok aktív közegének anyagi diszperziója által okozott nemlineáris fázistolás kompenzálására használják leggyakrabban, addig a rácsos kompresszort főként a prizmás kompresszorokkal elérhető diszperziónál nagyságrendekkel nagyobb értékű diszperzió kompenzálására használják, például CPA (Chirped Pulse Amplification, fázismodulált impulzuserősítés) rendszerekben. Jelentős különbség továbbá, hogy a prizmás kompresszor sokkal kisebb veszteséggel rendelkezik, mint a rácsos, feltéve, ha a prizma törőszögét úgy választjuk meg, hogy a nyaláb Brewster-szögben érkezen a prizmára. A prizmás kompresszor használata azonban nagy lézerintenzitások esetén kerülendő, hiszen az impulzusnak üvegen át kell haladnia, ami nagy intenzitások esetén nemlineáris viselkedést mutat.

Ezen gyakorlat során a rácspár diszperziós tulajdonságait vizsgáljuk meg. Ehhez idézzük fel, milyen jellemzőkkel írhatjuk le egy rövidimpulzus terjedését egy homogén, diszperzív közegben lineáris terjedés során! Az irodalomban szokásos módon a diszperzió jellemzésére a spektrális fázis  $\omega_0$  központi frekvenciája körüli Taylor-sorbeli együtthatóit használjuk:

$$\varphi(\omega) \approx \varphi(\omega_0) + \sum_{n=1}^N \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n \varphi}{d\omega^n} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^n, \quad (1)$$

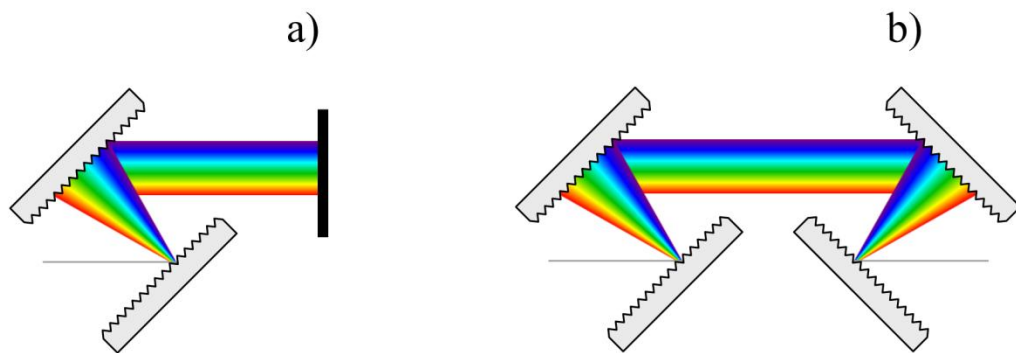
ahol

$$\begin{aligned} GD(\omega_0) &= \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, & GDD(\omega_0) &= \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \\ TOD(\omega_0) &= \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}, & FOD(\omega_0) &= \left. \frac{d^4\varphi}{d\omega^4} \right|_{\omega=\omega_0} \end{aligned} \quad (2)$$

rendre a csoportképletet, a csoportképletet- vagy másképpen másodrendű diszperzió, a harmadrendű-, valamint a negyedrendű diszperzió. Az egyes fázisderiváltak fizikai hatására és a jelen gyakorlat során alkalmazott mérési módszer, a spektrális interferometria részletes leírása az *Üveglemez diszperziójának mérése spektrális interferometriával* és a *Mérések Michelson interferométerrel c.* gyakorlatok leírásában található.

Ha egy ultrarövid impulzus egy szögdiszperzív optikai elemmel, például egy ráccsal találkozik, a különböző frekvenciájú spektrális komponensei eltérő irányban terjednek az

optikai elem után. Ez azt jelenti, hogy fáziskülönbség lép fel a komponensek között akkor is, ha az egyes monokromatikus hullámok ugyanolyan sebességgel terjednek, de különböző irányban. (A szögdiszperzió részletes tárgyalásához ld. az *Ultrarövid lézerimpulzusban jelenlevő terjedési irány és fázisfront szögdiszperzió mérése c. gyakorlatot!*) Ez a szögdiszperzió negatív GDD-t eredményez. Az impulzus kompresszáálásához vagy nyújtásához rácspárokat használnak. A rácsok karcolatszama meg kell, hogy egyezzen, illetve fontos, hogy egymással teljesen párhuzamosan kerüljenek elhelyezésre, ekkor a második rács kompenzálja az első által okozott szögdiszperziót és az összes spektrális komponens ismét párhuzamosan halad a rács pár után, ahogy az az *1.a* ábrán látható. Ahhoz, hogy a térben szétválasztott komponenseket ismét egy impulzussá hozzuk össze, egy további rácsparra van szükség (*1.b* ábra). Ha az első rács pár után elhelyezünk egy tükröt, és ezáltal kétszer vezetjük keresztül a fényt a rács páron ugyanez költséghatékonyabban valósítható meg, és némileg a beállítás is egyszerűsödik.



**1. ábra** Rácsos impulzuskompresszor kettő (a) és négy ráccsal (b)

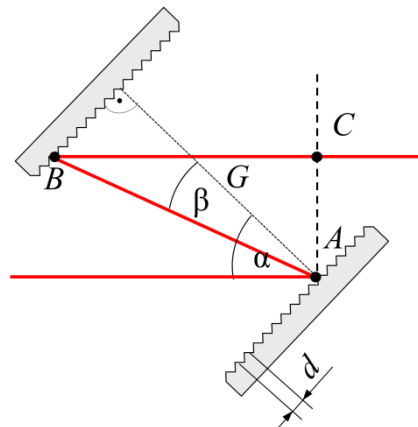
Ahhoz, hogy a rendszer fázistolását, illetve ebből a diszperziós együtthatókat meghatározzuk, először a geometriai úthosszat kell felírnunk. A *2. ábra* jelöléseivel ez a következő:

$$l_{ABC} = \frac{G}{\cos(\beta)} (1 + \cos(\alpha - \beta)). \quad (3)$$

ahol  $\alpha$  az első rács esetén a beesési,  $\beta$  pedig a diffrakciós szög, a  $G$  a rácsok távolsága,  $d$  pedig a karcolatok távolsága. Ebből a fázistolás:

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} l_{ABC} - 2\pi \frac{G \operatorname{tg}(\beta)}{d}, \quad (4)$$

ahol a jobb oldali második tag az ún. Tracy-féle korrekciós tag [2].



**2. ábra** Rács pár tükörrel

A csoportképletetés (4)-ből a körfrekvencia szerinti deriválással adódik:

$$GD(\omega) = \frac{l_{ABC}}{c} = \frac{G}{c} \frac{1 + \cos(\alpha - \beta)}{\cos(\beta)}. \quad (5)$$

Ebből a csoportképletetés-diszperzió kiszámolható:

$$GDD(\omega) = -\frac{G}{c} \frac{m^2 (2\pi c)^2}{\omega^3 d^2 \cos^3(\beta(\omega))}. \quad (6)$$

Látszik, hogy a  $GDD$  a rácsok közötti távolsággal egyenesen arányos, továbbá, hogy negatív előjelű lesz, hiszen a kifejezésben található összes mennyiség pozitív, melyek  $-1$ -szeresét tartalmazza az összefüggés.

A harmadrendű diszperzió a csoportképletetés-diszperzió deriválással adódik:

$$TOD(\omega) = -\frac{3GDD(\omega)}{\omega} \left[ 1 - \frac{\tan(\beta(\omega))}{\cos(\beta(\omega))} \frac{m(2\pi c)}{d\omega} \right]. \quad (7)$$

A (7) összefüggésből könnyen látható, hogy a  $TOD$  a  $GDD$ -vel ellentétes előjelű lesz, hiszen a zárójelben levő szorzótényező pozitív. A negyedrendű diszperzió (7) további deriválásával adódik:

$$FOD(\omega) = -\frac{3GDD}{\omega^2} \left[ 8 \frac{\tan(\beta(\omega))}{\cos(\beta(\omega))} \frac{m(2\pi c)}{d\omega} - 4 + \frac{cGDD\omega \cos(\beta(\omega))}{G} (1 + 5 \tan^2(\beta(\omega))) \right]. \quad (8)$$

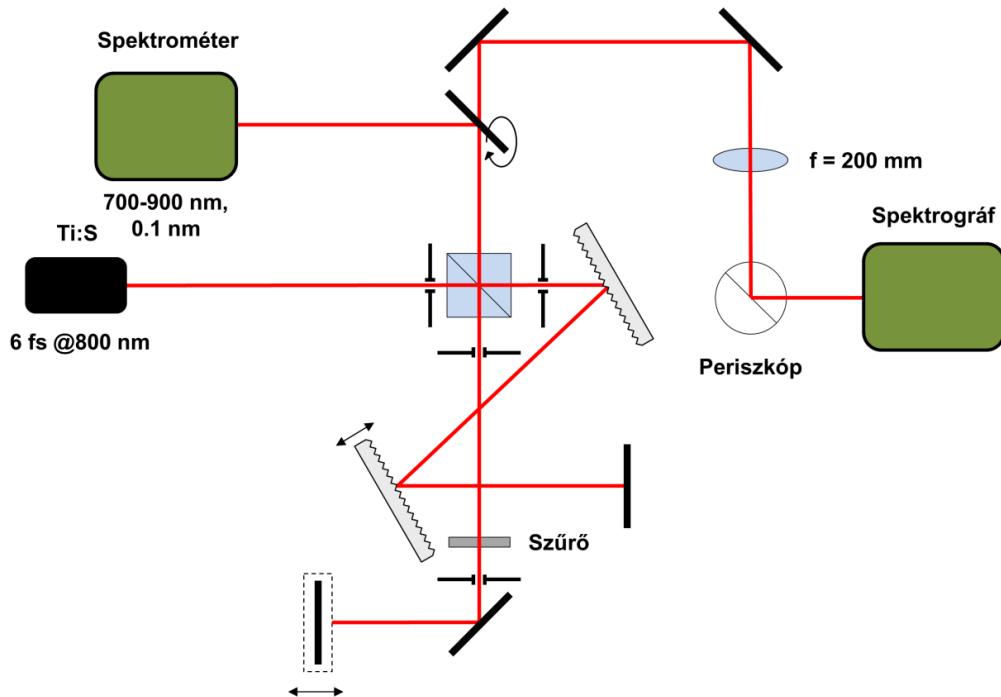
Belátható, hogy az  $FOD$  a  $GDD$ -vel azonos előjelű, azaz negatív lesz.

Összefoglalva, elmondható, hogy rács pár esetében a  $GDD$  és az  $FOD$  mindig negatív, a  $TOD$  pedig mindig pozitív lesz, és a rácsok közötti távolság növelésével abszolút értékben mindegyik egyenes arányban nő. Természetesen ezek a koefficiensek (1) numerikus deriválásával is megkaphatók.

## II. Kísérleti elrendezés

A rács pár diszperzióját spektrális interferometria segítségével egy Michelson-interferométer és egy spektrométer alkalmazásával vizsgáljuk (3. ábra). A mérés során több rács pozíciónál veszünk fel interferogramokat a hozzájuk tartozó referencia és tárgykar spektrumokkal együtt. A kiértékelést a korábbi laborgyakorlatok során megismert állandó fázisú pont módszerét használjuk.





3. ábra Kísérleti elrendezés

### III. Eszközök

- Ti:S lézer
- 300 és 200 mm fókusz távolságú lencse (1-1 db)
- Nyalábosztó kocka
- 1 inch-es síktükrök (6 +1 billenő db)
- 2 inch-es síktükör (1 db)
- 300 vonal/mm-es reflexiós rács (2 db)
- Íriszblendék
- Szűrők
- Lineáris eltoló (3 db)
- Optomechanikai elemek
- Infravörös
- Ocean Optics HR4000 spektrométer a SpectraSuite programmal
- Leképező spektrográf (CEOptics)
- SPP.xmcd program

### IV. Feladatok

**1. feladat:** Építse meg a 3. ábrán látható kísérleti elrendezést! A beállítás és a mérés teljes ideje alatt viseljen védőszemüveget! A direkt lézernyalábra szemüveggel sem szabad belenézni!

Első lépésben a nyalábosztó kockát helyezze be, és íriszek segítségével ellenőrizze megfelelően áll-e kocka. Építse meg az interferométer referenciakarját egy rögzített és egy eltolóra helyezett tükör segítségével. Ellenőrizze, hogy a visszavert fénynyaláb ugyanazon az útvonalon halad-e mint a beérkező! Ezt követően helyezze be az első rácsot az interferométer tárgykarjába úgy, hogy a lézernyaláb 30°-os szögben érkezzon a felületre. Egy, az

interferométer elejére ideiglenesen elhelyezett 30 cm-es fókusztávolságú lencse és megfelelően bezárt írisz segítségével vizsgálja meg, hogy a rácsot elhagyó spektrum vízszintes-e. Ha dőlést tapasztal, forgassa a rácsot mindaddig, míg vízszintes spektrumot nem kap. Ezután következhet az eltolóra szerelt második rács behelyezése. Ügyeljen arra, hogy a rács felülete merőleges legyen az eltolóra! Kezdetben a rácsok közötti távolság 20 cm legyen miközben az eltoló mikrométercsavarja a 0 állásban van! A két rács legyen teljesen párhuzamos egymással, illetve a második rács esetében a nyaláb a rács közepétől kissé jobbra essen! Az első rács első diffrakciós rendje ekkor a diffrakciós szög alatt esik a második rácsra, így az ezen elhajló nyaláb  $30^\circ$  alatt távozik. Egy ernyő segítségével ismét ellenőrizze le, hogy vízszintes-e a spektrum, illetve hogy párhuzamosan halad-e az első rácsra eső nyalábbal. Ezután helyezze be a tárgykarba a 2 inch-es végtükröt is a második rács első elhajlási rendjének útjába. Itt azért lesz szükség nagyobb tükörrre, mert a rács eltolásával a fény a tükör másik pontjára érkezik majd, így a tükörfelület növelésével elkerülhető, hogy a nyaláb lecsússzon arról. Miután a karhosszak egyenlőségének ellenőrzése megtörtént, a spektrométer elhelyezése következik. A fény spektrométerbe irányítása egy csapótükör segítségével történjen. *A spektrométerről a védőkupakot ne vegye le mindaddig, amíg megfelelő szűrőket nem helyezett el a referenciakarban!*

Még az interferogramok felvétele előtt meg kell vizsgálni, hogy van-e visszamaradt szögdiszperzió a rácpár alkotta optikai rendszerben. Ehhez az interferométer kimenetéhez elhelyezett csapótükör mögé helyezzen el egy tükröt és vezesse a fényt a leképező spektrográfba a 3. ábra szerint. A fókusztávolságú lencsét használjon. Tekintve, hogy a fény polarizációját el kell forgatni, és a nyalábot meg is kell emelni, építsen egy erre alkalmas periszkópot. Miután a megfelelő szűrőket behelyezte és a fényt elvezette a spektrográf belépő részéig, indítsa el a *uc480viewer* programot és állítsa be a megfelelő expozíciós időt melynél a kamera nincs telítésben. A képernyőn megjelenik a spektrum. Abban az esetben, ha a spektrum vízszintes, akkor nincs maradék szögdiszperzió, ha viszont a spektrum dőlt, a 2. rácsot illetve a tárgykar végtükrét addig kell finoman forgatni, amíg vízszintes nem lesz a spektrum. A referenciakar finomállításával keresse meg azt a pozíciót, amikor interferenciát lát, és vegyen fel egy interferogramot, valamit egy referencia- és egy tárgyspektrumot is!

**2. feladat:** Határozza meg a rácpár diszperzióját a 2. rács eltolójának 0 mm-es állásánál! Ehhez vegyen fel 20-30 interferogramot a referenciakar különböző késleltetéseinél! Vegye fel a referencia és a tárgykarhoz tartozó spektrumot a mérés kezdetén és végén, melyekre a normált interferogram előállításánál szükség!

Első lépésként elindítjuk a spektrométer programját (*SpectraSuite*). A *NONLINEARITY CORRECTION* opció legyen mindig bepipálva. Az expozíciós időt úgy állítsa be, hogy a jel ne legyen telítésben. Az állítás során az expozíciós idő folyamatosan ennek megfelelően kell változtatni. A mérés megkezdése előtt vegyen fel háttérét, úgy, hogy a referencia- és a tárgykart kitakarja! A bejövő fény azon része, mely a kockában történő reflexió következtében az interferométer kimenetén távozik, jusson a spektrométerbe! Először a második rács eltolójának 0 állásában a referenciakar hosszát a mikrométercsavar segítségével addig állítjuk, amíg a spektrumban modulációt nem látunk. A referenciakar azon állásánál, ahol az állandó fázisú pont a rövidebb hullámhosszak környezetében megjelenik, vegyen fel egy interferogramot és a késleltetés változtatásával további interferogramokat körülbelül 50  $\mu\text{m}$ -enként egészen addig, amíg az állandó fázisú pont az hosszú hullámhosszknál el nem tűnik.

**3. feladat:** Ismétlje meg a mérést a 2. rács mikrométercsavarjának 5 és 10 mm-es állásában is!

**4. feladat:** A felvett interferogramokat a korábbról ismert állandó fázisú pont módszerével értékelje ki (SPP.xmcd)! A diszperziós koeficienseket 800 nm-re vonatkoztatva negyedrendig határozza meg! Ábrázolja a koeficienseket a második rács helyzetének függvényében és a mért értékekre illesszen egyeneseket és határozza meg ezek meredekségét!

**5. feladat:** Mérje le a szükséges geometriai paramétereket, majd határozza meg a diszperziós koeficienseket az egyes ráctávolság esetén! A koeficienseket az (1)-ben megadott fázisfüggvény numerikus deriválásával határozza meg negyedrendig, majd hasonlítsa össze az analitikus képletekből ((6), (7) és (8)) adódó értékekkel is! Hasonlítsa össze a számolt és a kiértékelés során kapott értékeket!

### Ajánlott irodalom:

- [1] J.-C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (2<sup>nd</sup> edition, 2006, Elsevier Inc.).
- [2] E. E. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*, IEEE J. Quantum Electron. **5**, 454-458 (1969).
- [3] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus, *Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation*, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1662–1670 (1994).
- [4] K. Osvay, I. Ross, *On a pulse compressor with gratings having arbitrary orientation*, Opt. Commun. **105**, 271-278 (1994).

### Tesztkérdések:

1. Milyen előjelű a rács pár teljes csoportképletelés diszperziója?
  - a) pozitív
  - b) negatív
  - c) a rács pár távolságától függ.
2. Milyen előjelű a rács pár harmadrendű diszperziója?
  - a) a beesési szögtől függ
  - b) pozitív
  - c) negatív.
3. Milyen előjelű a rács pár negyedrendű diszperziója?
  - a) a rács pár távolságától és a beesési szögtől függ
  - b) pozitív
  - c) negatív.
4. Az alábbiak közül mely elrendezések alkalmasak impulzuskompresszióra?
  - a) egy rács
  - b) rács pár tükörrel
  - c) két rács pár.
5. Melyik állítás helyes?
  - a) a rácisos impulzuskompresszor esetében kisebb a fényvesztés, mint a prizmasnál
    - b) a prizmas impulzuskompresszor segítségével nagyobb diszperziós értékek kompenzálhatók
    - c) a rácisos impulzuskompresszor segítségével nagyobb diszperziós értékek kompenzálhatók.
6. Hogyan függnek a rács pár diszperziós együtthatói a rácsook közötti távolságtól?
  - a) a távolság növelésével az értékek növekszenek

b) a távolság növelésével az értékek csökkennek

c) nem függenek, a két rács távolságának változtatásával nem változnak a koefficiensek.

**7.** Miért van szükség a leképezőspektrográfra?

a) a maradék szögdiszperzió pontos beállításához

b) hogy segítségével kiküszöböljük a rendszer maradék szögdiszperzióját

c) hogy a segítségével meghatározzuk a rácpár diszperzióját.

**8.** Mekkora egy rács pár *GDD*-je ha a két rács távolsága 20 cm és a fény  $30^\circ$  alatt esik az első rácsra? A rácsok 300 vonal/mm-esek és az alkalmazott hullámhossz a 800 nm.

a)  $-1.03 \cdot 10^6 \text{ fs}^2$

b)  $+3.17 \cdot 10^4 \text{ fs}^2$

c)  $-3.63 \cdot 10^4 \text{ fs}^2$ .

**9.** Mekkora egy rácpár *TOD*-je ha a két rács távolsága 20 cm és a fény  $30^\circ$  alatt esik az első rácsra? A rácsok 300 vonal/mm-esek és az alkalmazott hullámhossz a 800 nm.

a)  $-2.93 \cdot 10^4 \text{ fs}^3$

b)  $+4.31 \cdot 10^4 \text{ fs}^3$

c)  $+6.08 \cdot 10^3 \text{ fs}^3$ .

**10.** Mekkora egy rácpár *FOD*-je ha a két rács távolsága 20 cm és a fény  $30^\circ$  alatt esik az első rácsra? A rácsok 300 vonal/mm-esek és az alkalmazott hullámhossz a 800 nm.

a)  $-6.96 \cdot 10^4 \text{ fs}^4$

b)  $-2.98 \cdot 10^4 \text{ fs}^4$

c)  $+5.80 \cdot 10^3 \text{ fs}^4$ .

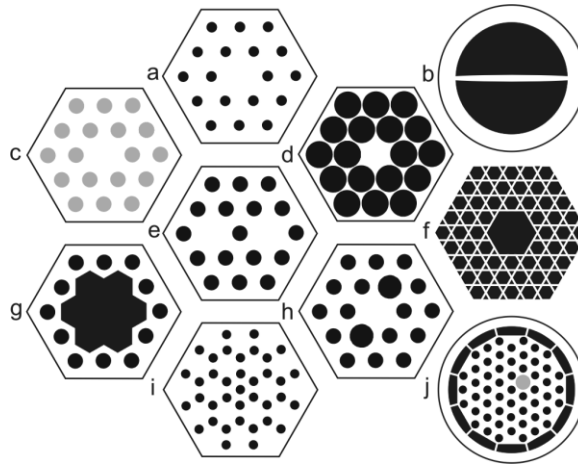
# Optikai szál diszperziójának mérése Fourier-transzformációs spektrális interferometriával

## I. Elméleti összefoglaló

### I.1. Fotonikus optikai szálak

Napjainkban az optikai szálak alkalmazása igen széleskörű, nem csak a telekommunikációban, hanem az orvostudományban, a lézerfizikában és a szenzorikában is. Mivel a hagyományos optikai szálak tulajdonságai bizonyos alkalmazásoknak határt szabnak, egyre nagyobb a törekvés újfajta megoldások felkutatására. Felmerült, hogy olyan szálakat kellene gyártani, melyek működése a félvezetőkéhoz hasonló, csak itt az elektromágneses hullámokra nézve kellene biztosítani periodikus határfeltételeket, ezzel pedig tiltott és megengedett sávokat létrehozni. Hamarosan felismerték, hogy a természetben is megtalálható fotonikus kristályok alkalmazásával ez megvalósítható, hiszen ezek periodikus mikroszerkezete, ami a törésmutató szakaszos változása miatt alakul ki, biztosítani tudja a tiltott és megengedett sávok létrejöttét. A tiltott sávokban nem tartózkodhatnak fotonok, a kristály átlátszatlan azon fotonok számára, melyek energiája kisebb a sáv szélességénél, és csak azok a fotonok képesek áthaladni rajta, melyek energiája a megengedett tartományba esik. Innen származik a Photonic Band Gap (PBG) elnevezés is.

1995-ben elkészült az első fotonikus optikai szál [1-3] kétdimenziós fotonikus kristály formájában, melynek megjelenésével új felhasználási lehetőségek kerültek előtérbe. A fotonikus szálak igen alacsony veszteséggel bírnak, továbbá fontos tulajdonságuk, hogy geometriájuk alakításával lehetséges bizonyos kulcsparaméterek, mint például a diszperziójuk és kettőtörésük kontrollálása, a nemlinearitásuk csökkentése, kiküszöbölése vagy éppen növelése. Általában tiszta szilícium-üvegből készítik őket, de gyakran használnak polimereket és nem-szilícium alapú üvegeket is. A legegyszerűbb geometriai kialakítású szálaknál a szál teljes hosszában azonos átmérőjű, mikrométer nagyságú, levegővel teli csatornák futnak végig egymással párhuzamosan, melyek szóró felületként viselkednek, és a fényt egy központi szerkezeti hibába, a magba irányítják. Mag lehet tömör (a szál anyagával megegyező anyagú, vagy adalékolt), vagy üres is. Tömör magú szálak geometriájának megfelelő alakításával (a lyukak közötti távolság nagyobb kell, hogy legyen, mint a lyukak átmérője) megvalósítható nagy hullámhossztartományban is egymódusú vezetés, ami a hagyományos szálakkal ellenben nem követel kis magátmérőt, így a nagy móduskeresztmetszet lehetővé teszi nagy teljesítmények átvitelét is. Ultra kicsi móduskeresztmetszetű (nagy lyukátmérőjű és kis magátmérőjű) szálakkal viszont elérhető a zérus diszperzió feltételének teljesülése látható tartományba eső hullámhosszakra is. Ilyen szálak például szuperkontinuum keltésnél használatosak megnövelt nemlinearitásuk miatt. Üreges magú szálak ezzel szemben meglehetősen kis nemlinearitással és diszperzióval rendelkeznek, így nagy teljesítmények átvitelére képesek. Ezen száltípusok esetében a fényvezetés már nem a teljes visszaverődésen alapszik, így hullámhossz-szűrésre is lehetőséget kínálnak. Leginkább szállézeres és gáz analizátorok megvalósításában találnak felhasználásra. Néhány szállkeresztmetszet az *1. ábrán* látható.



1. ábra Néhány fotonikus szálkeresztmetszet [3]

## I.2. Fotonikus szálak vezetési mechanizmusai

Ahogy azt az előző fejezetben már láthattuk, a fotonikus kristályszalokban nem a teljesen visszaverődésen alapuló az egyetlen vezetési mechanizmus, azonban tömör magú szálaknál egy ehhez hasonló, ún. effektív-index vezetés valósulhat meg, ha a lyukak átmérője sokkal kisebb az alkalmazott fény hullámhosszánál. Ekkor a mikrostrukturált köpeny a szálak alkotó anyag és a benne levő lyukak által meghatározott effektív törésmutatójú, homogén közegnek megfelelően viselkedik. Ha azonban a lyukak átmérője összemérhető az alkalmazott hullámhosszal, a köpeny egy kétdimenziós periodikus szerkezetként viselkedik, törésmutatója hullámhosszfüggő lesz, és a fotonikus tiltott sáv elvén működő vezetés válik dominánssá. Ebben az esetben a fény továbbítása a levegővel teli vagy kis törésmutatójú csatornák faláról történő koherens Bragg visszaszóródás eredménye, így ilyen vezetési mechanizmussal rendelkező szálak a légmagosak is. Az üvegmagos szálak esetén, feltéve, hogy a mag nagyobb törésmutatójú, mint a köpeny, az alpmódus mindig a teljes visszaverődés elvén terjed, míg csak a magasabb módusokra teljesülhetnek a tiltott sáv elvén működő vezetés feltételei. Csak azokat a fotonikus szálakat nevezzük PBG szálaknak, melyekre ez a mechanizmus inkább jellemző és csak bizonyos hullámhossz sávba eső fény számára átjárhatóak.

## I.3. Optikai szálak diszperziós jellemzői

A korábbi gyakorlatok során már megtanultuk, hogy egy rövid lézermimpulzus a diszperzió következtében torzulásokat szenved, miközben áthalad valamely közegen, akár optikai szálon. Hagyományos optikai szálak esetén ötféle diszperziós jelenségről beszélhetünk: anyagi-, módus-, hullámvezető-, polarizációs módus- és nemlineáris diszperzió [4].

Az *anyagi diszperzió* az optikai szál anyagának hullámhosszfüggő törésmutatója miatt lép fel, ami miatt a szálon áthaladó hullámcsomag egyes komponensei más és más sebességgel haladnak, az impulzus pedig megnyúlik. Amíg hagyományos optikai szálak esetében az anyagi diszperzió a látható és a közeli infravörös tartományban a mag anyagára jellemző sima függvény, addig a fotonikus szálak spektrumában jelenlévő abszorpciós völgyek miatt a spektrális fázisban adott hullámhossztartományokban fázisugrások jelennek meg. Emiatt óvatosan kell bánni a szokásos Taylor-sorfejtés együtthatóinak alkalmazásával, ha a fotonikus szálak diszperzióját jellemezzük. Ezen fázisugrások hatással lehetnek azon kiértékelési módszerek pontosságára, melyek a spektrális fázis alacsony fokszámú illesztésén

alapulnak. Fotonikus szálak esetén az anyagi diszperzió akkor lesz meghatározó, ha a levegővel teli csatornák átmérője kicsi, így hatásuk is elenyésző.

A **módusdiszperzió** a különböző transzverzális módusok eltérő terjedési sebességéből ered, a multimódusú szálak jellemzője. Kombinálódhat az anyagi diszperzióval. A lépcsős törésmutatójú (step-index) szálakkal ellentétben a folytonosan változó indexű (graded-index) optikai szálaknál a módusdiszperzió kevésbé jelentős, mivel a terjedési sebességek kiegyenlítettek. Általánosságban elmondható, hogy az időbeli megnyúlás egy bizonyos kritikus értékig a szál hosszával egyenes arányban nő, majd a módusok csatolása miatt lecsökken. A módusdiszperzió fellépése függ a becsatolás módjától. Rendszerint az időbeli kiszélesedést  $ns/\sqrt{\text{km}}$  egységekben adják meg.

A **hullámvezető diszperzió** fellépése az egyes módusok terjedési sebességének hullámhosszfüggésével magyarázható. Attól függően, hogy a magméret és a továbbított jel hullámhossza miként aránylik egymáshoz, megtörténhet, hogy az impulzus nem csak a magban, hanem a köpenyben is terjed, így az ezekben összpontosuló optikai teljesítmények aránya hullámhosszfüggő lesz. Tekintve, hogy a fázissebességek a két közegben eltérőek, az adott módus terjedési sebessége is megváltozik. Különösen az egymódusú szálaknál jelentős, és olyan hullámhosszaknál lesz domináns, melyeknél az anyagi diszperzió elhanyagolható. Adott hullámhossztartományon ez a két hatás képes kompenzálni egymást. A kombinált anyagi és hullámvezető diszperziót **kromatikus diszperzió**nak nevezzük. A hullámvezető diszperzió fotonikus szálaknál akkor lesz domináns, ha a csatornák nagy átmérőjűek.

A gyártási hibák és környezeti hatások folytán, sztochasztikus valószínűségi folyamatok eredményeképp **polarizációs módusdiszperzió** is felléphet, ugyanis az optikai szál magja általában nem tökéletesen körszimmetrikus és az anyaga sem izotrop. Mivel optikai szálakban (például egymódusú) is léteznek egymásra merőleges polarizációs irányok, a kristályokhoz hasonlóan ezek is kettőtörők lesznek. Ha a becsatolt lézertimpulzus polarizációs iránya nem esik egybe egyik főtengely irányával sem, akkor az impulzus a szál főtengelyeinek megfelelő két egymásra merőleges polarizációjú részre válik szét, melyek terjedési sebessége eltérő lesz. A polarizációs módusdiszperzió a szálban terjedő impulzusok módusai közötti időeltolódást jelenti, mely időkülönbség a szál hosszának négyzetgyökével arányos, és függ a fajlagos diszperziótól is, melynek értéke hagyományos szálak esetén  $0.1-1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ . Hatása elhanyagolható kromatikus diszperzió esetén lesz jelentős.

A **nemlineáris diszperzió** hatásaival csak nagy fényintenzitások esetén kell számolnunk, amikor a törésmutató is intenzitásfüggő lesz. Az anyag nemlineáris viselkedése önfázis-modulációt okoz, mely kompenzálni képes az anyagi diszperzióra jellemző csoportsebesség diszperziót, és ezáltal a torzító hatásokat. A nemlineáris diszperzió leginkább kis móduskeresztmetszettel rendelkező szálaknál kerül előtérbe.

#### I.4. Fourier-transzformációs kiértékelés módszer

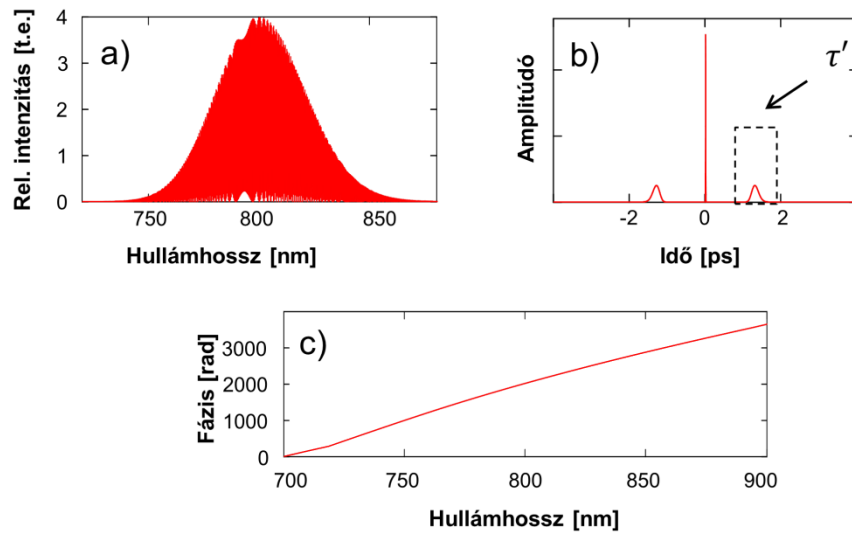
A gyakorlat során a kiadott szál polarizációs iránytól függő kromatikus, illetve polarizációs módusdiszperzióját vizsgáljuk meg. Mérési módszerként a spektrális interferometriát alkalmazzuk, melynek alapelveivel a korábbi *Üveglemez diszperziójának mérése spektrális interferometriával* és a *Mérések Michelson interferométerrel c.* gyakorlatok során már megismertek. A kiértékelést az ún. Fourier-transzformációs módszerrel végezzük, mely eljárás az üvegek diszperziójának meghatározására széles körben használatos [5]. A módszer alapkövetelménye a sűrű interferencia csíkrendszer (2.a ábra), mely viszonylag nagy, jellemzően pikoszekundumos időbeli késleltetések esetén áll elő. Első lépésként a felvett interferogramon végrehajtunk egy inverz Fourier-transzformációt:

$$\mathcal{F}\{I(\omega)\} = \mathcal{F}\{I_r(\omega)\} + \mathcal{F}\{I_t(\omega)\} + \mathcal{F}\left\{\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)} \cdot (e^{i\phi(\omega)} + e^{-i\phi(\omega)})\right\}. \quad (1)$$

Ekkor eredményül a következő  $I(t)$  függvényt kapjuk,

$$I(t) = I_r(t) + I_t(t) + I_{int}(t - \tau') - I_{int}(t + \tau'), \quad (2)$$

mely három jelalakot eredményez (2.b ábra). A referencia és a tárgyimpulzusok spektrális intenzitása  $\omega$ -ban lassan változó függvény, így ezek Fourier-transzformáltja ( $I_r(t)$ ,  $I_t(t)$ ) a  $t = 0$  körüli tartományban jelenik meg. Ezzel szemben az (1) összefüggés jobb oldali, a vizsgált fázisfüggvényt is tartalmazó harmadik tagja  $\omega$ -ban gyorsan változó függvény, így az  $I_{int}(t - \tau')$  és a  $I_{int}(t + \tau')$  Fourier-transzformáltak a  $\tau' = \tau + d\phi/d\omega$  illetve a  $-\tau'$  környezetében jelennek meg, ahol  $\tau'$  a két karból érkező impulzusok közötti időbeli késést jelöli.  $\tau'$  két részből áll, egyik része a két kar geometriai úthossz-különbségéből származó  $\tau$ , másik része pedig a diszperzív mintán történő áthaladás miatt fellépő  $d\phi/d\omega$  időkésés. A két  $t = 0$ -ra szimmetrikus csúcs megjelenése azzal magyarázható, hogy a Fourier-transzformáció valós függvényen történt.



2. ábra (a) Szimulált spektrális interferogram és (b) Fourier-transzformáltja. (c) A kapott spektrális fázisfüggvény.

A kiértékelés következő lépéseként a kapott jelek közül a pozitív  $\tau'$ -hoz tartozót ki kell vágni, és visszatranszformálni a frekvenciatartományba. A visszatranszformált függvény argumentumából megkapható a fázis-relatív körfrekvencia függvény (2 c) ábra), melyre egy megfelelő rendű polinomot illesztve a mintára jellemző fázisderiváltak meghatározhatók.

A Fourier-transzformációs módszer előnye, hogy képes fázisinformációval szolgálni abban az esetben is, ha a vizsgált optikai elem fázisa nem közelíthető alacsony fokszámú polinomokkal, vagy fázisugrásokkal terheltek és a diszperziós koeficienssek nem határozhatók meg nagy pontossággal. Továbbá a kiértékelés automatizálható, gyors és nagy pontossággal bír magasabb rendű diszperziók mérése esetén is [6]. Meg kell azonban említeni, hogy a spektrális fázisfüggvény kis mértékben függ az időtartománybeli szűrésnél használt ablakszélességtől.

A gyakorlatban sokszor az úgynevezett diszperziós görbét ( $D$ ) adják meg, nem a diszperziós együtthatókat:

$$D = -\frac{GDD_\omega 2\pi c}{\lambda^2 L}, \quad (3)$$

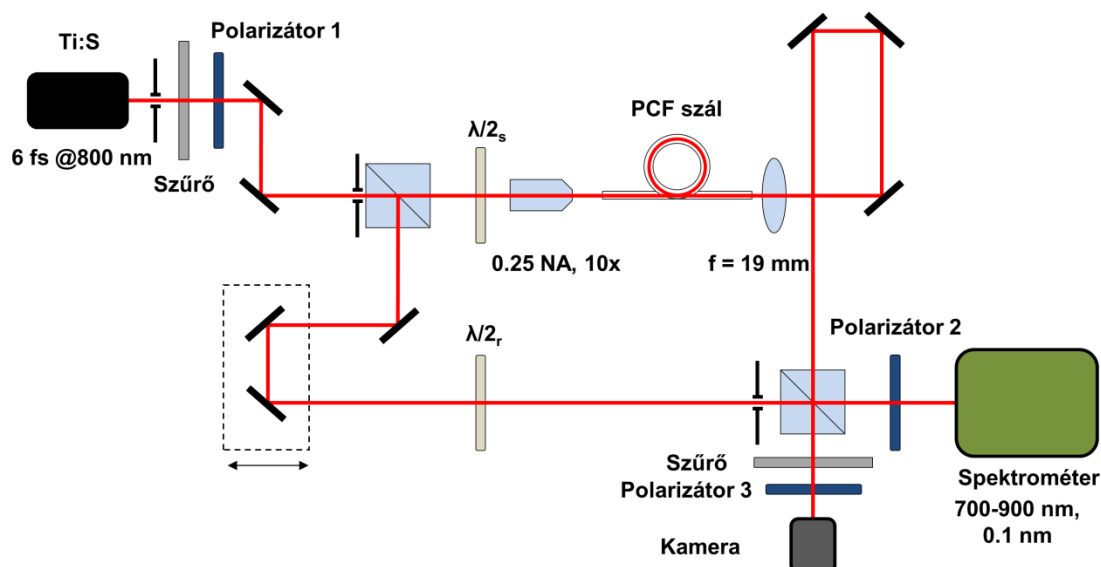
ahol  $c$  a vákuumbeli fénysebesség,  $L$  az optikai szál hossza és



$$GDD_{\omega} = GDD + TOD(\omega - \omega_0) + \frac{FOD}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{QOD}{6}(\omega - \omega_0)^3. \quad (4)$$

## II. A kísérleti elrendezés

A kiadott fotonikus szál diszperzióját spektrális interferometria segítségével egy Mach-Zehnder interferométer és egy spektrométer alkalmazásával vizsgáljuk (3. ábra). A becsatolást segítő, egy kamerát is elhelyezünk az egyik kimenethez.



3. ábra Kísérleti elrendezés

A mérés során több beállításnál és késleltetésnél veszünk fel interferogramokat a hozzájuk tartozó referencia és tárgykar spektrumokkal együtt. A kiértékelést a Fourier-transzformációs módszerrel végezzük.

## III. Eszközök

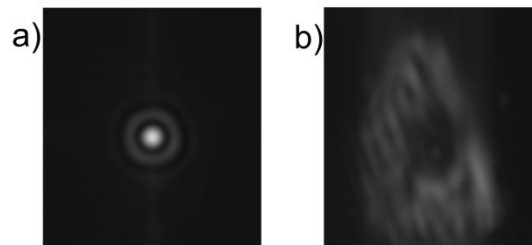
- Ti:S lézer
- 19 mm fókusztávolságú lencse
- Mikroszkópobjektív (0.25 NA)
- HC-800 szál (50.4 cm)
- Nyalábosztó kocka (2db)
- Polarizátor (3 db)
- Félhullámlemez (2 db)
- Síktükrök (8 db)
- Kamera
- Íriszblendék
- Szűrők
- Lineáris eltoló
- Optomechanikai elemek
- Infravörös
- Ocean Optics HR4000 spektrométer a SpectraSuite programmal
- Fourier.xmcd program

## IV. Feladatok

**1. feladat:** Állítsa be a 3. ábrán látható kísérleti elrendezést! A beállítás és a mérés teljes ideje alatt viseljen védőszemüveget! A direkt lézernyalábra szemüveggel sem szabad belenézni!

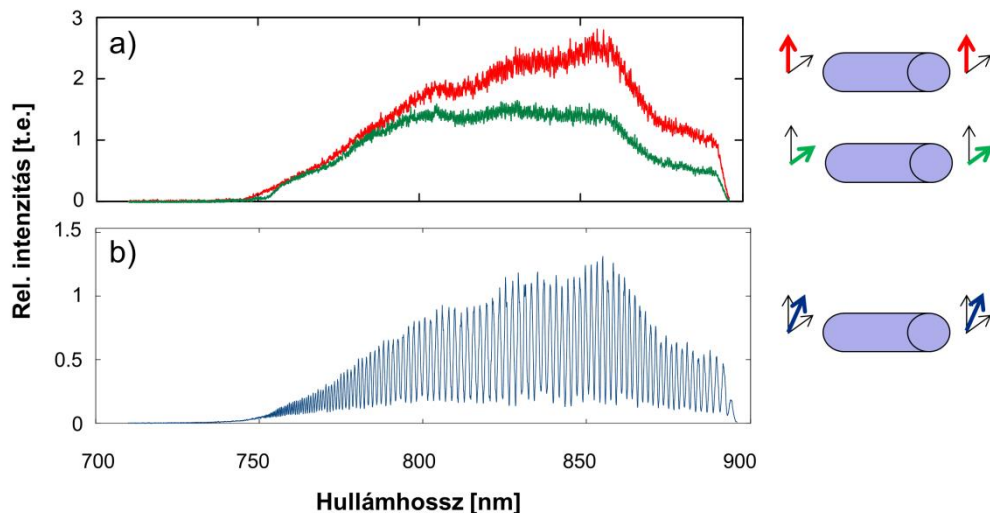
Engedje be a lézerfényt. A polarizátorok és a félhullámlemezek a beállítás kezdetén ne legyenek benn az elrendezésben. Kapcsolja be a kamera (*uc480Viewer*) és a spektrométer (*SpectraSuite*) programját is! A NONLINEARITY CORRECTION opció legyen mindig bepipálva. Csak akkor vegye le az eszközökről a kupakokat, ha a szűrők a helyükön vannak. Az expozíciós időket úgy állítsa be, hogy a jel sem a kamerán sem a spektrométeren ne legyen telítésben. Az állítás során az expozíciós idő folyamatosan ennek megfelelően kell beállítani. A mérés megkezdése előtt vegyen fel háttérret!

A referenciakart kezdetben takarjuk ki. Következhet a becsatolás, ami a laborvezető jelenlétében történjen. Először egy fehér papír vagy infrakártya segítségével vizsgáljuk meg, hogy a szálon keresztülhalad-e a lézerfény. A papírt óvatosan helyezzük a szál kimenetéhez, vigyázzunk, nehogy letörjön a szál vége. Infranézőkét is használhatunk. A szálbefogató 3D-s eltolójának finomállításával addig állítsuk a becsatolást, amíg nem látunk fényt a kimeneten. Ekkor az eltoló finomállításával keressük meg azt a pozíciót, ahol maximális a fényintenzitás. Ezt követően a becsatolás optimalizálása következik. Ehhez szükség van az interferométer mindkét kimenetének, azaz a kamera képezésének és a spektrométerrel kapott spektrumnak egyidejű nyomon követésére. A szál bemeneténél és kimeneténél található 3D-s eltolók, valamint a kicsatoló lencse segítségével tudja a becsatolást tovább állítani. Megfelelő a beállítás, ha a kamera képe 4.a ábrán látható képpel közel megegyező, vagyis ha látható, hogy a szál magjába csatoltunk be, nem pedig a köpenybe. Utóbbi esetben a 4.b ábrán látható kép figyelhető meg a kamerán.



**4. ábra** Kamerakép (a) magba történő és (b) köpenybe történő becsatoláskor.

A spektrum változásait nyomon követve azt tudjuk megállapítani, hogy egyik vagy mindkét polarizációs irányt gerjesztettük-e. Ha eltűnik a moduláció (5.a ábra), akkor nincs interferencia a tárgykarban, a becsatolás megfelelő, csak az egyik irányt gerjesztettük. Ha modulált a spektrum, mindkét irány gerjesztődött (5.b ábra).



**5. ábra** A tárgy kar spektruma (a) egy-egy és (b) mindkét polarizációs irány gerjesztésekor.

Megtörténhet, hogy a moduláció csak a polarizátorok és félhullámlemezek segítségével tüntethető el teljesen. A következőkben ezek behelyezése következik. Elsőként a bemenethez helyezze el az 1-es polarizátort, miközben figyelemmel kíséri a kamera és a spektrométer kimenetét is. A polarizátor szögét úgy állítsa be, hogy a rajta átjutó fényintenzitás maximális legyen. Ha a kameraképen jelentős változást lát, a becsatolást ismét állíthatja a mikrométercsavar segítségével. Ekkor következhet a 2-es, majd a 3-as polarizátor behelyezése, melyek beállítását az 1. polarizátorhoz hasonlóan végezze. Jegyezze fel a polarizátorok szögét! Ezután helyezze be a tárgykarba a félhullámlemezt, közvetlenül a mikroszkópjobjektív elé. A hullámlemez szögét addig állítsa, amíg a spektrométer kimeneten ismét moduláció-mentes spektrumot nem kap, azaz csak az egyik polarizációs irány gerjesztődik. Jegyezze fel ezt a szögét! Ellenőrzésképpen forgassa el a félhullámlemezt  $45^\circ$ -kal (azaz a polarizációs síkot  $90^\circ$ -kal), a 2-es polarizátort pedig  $90^\circ$ -kal. Ekkor csak a másik polarizációs irány gerjesztődik, és egy az előzőhöz hasonló minimális modulációjú spektrumot kell látnia. Jegyezze fel ezt a szögét is! Következhet a másik félhullámlemez behelyezése a referenciakarba. Ehhez takarja ki a tárgykarból érkező fényt, és engedje be a referenciakarból érkező fényt. A hullámlemez szögét addig állítsa, amíg referencianyaláb intenzitása maximális nem lesz. Ellenőrzésképpen forgassa el a hullámlemezt  $45^\circ$ -kal (azaz a polarizációs síkot  $90^\circ$ -kal), ekkor teljes kioltást kell látnia. A szög finomállításával megtalálhatja a tökéletes kioltást, következésképpen pedig a maximális intenzitáshoz tartozó szögét is. A beállítás után a referenciakarban levő hullámlemez szögét is jegyezze fel! Ezzel az elrendezés mérőképes állapotba került.

## **2. feladat:** Mérje ki az optikai szál polarizációs irányfüggő kromatikus diszperzióját!

Ehhez szükségünk lesz a tárgy- és a referenciakar spektrumára is. Először a tárgykarban lévő félhullámlemez és a spektrométer előtt lévő 2-es polarizátor segítségével beállítjuk az előzőekben meghatározott egyik polarizációs irányt. A referenciakar félhullámlemezét úgy állítjuk be, hogy a maximális intenzitás ezen polarizátorállás mellett teljesüljön. Ekkor a két nyalábot a spektrométerbe engedve már interferenciát láthatunk. A láthatóság optimalizálásához a tárgykar és a referenciakar tükröit finoman még lehet állítani. Ha sikerült megfelelő láthatóságú interferogramot létrehozni, vegyen fel öt különböző készleteléshez tartozó interferogramot! Ügyeljen arra, hogy a Fourier-kiértékeléshez nagy készleteléshez tartozó, sűrű interferogramokat vegyen fel, valamint a mérés kezdetén és végén egy-egy referencia és tárgykar spektrumot is mentsen el! Rögzítsen egy-egy kameraképet is

az interferogramról, valamint a referencia és a tárgykar spektrumáról is! A késleltetés állításával észrevehető, hogy az interferogramokon két állandó fázisú pont jelenik meg, amíg korábban az üvegdiszperziós mérésnél csak egy jelent meg. Ennek oka abban keresendő, hogy a vizsgált optikai szál esetében a spektrális fázisban a harmad rend domináns, így a csoportkésleltetés másodrendű függvény, két helyen veszi fel a nulla értéket, mely két állandó fázisú pont kialakulásához vezet. Ahhoz, hogy a későbbiekben a diszperziós koeficiensek előjelét meg tudja határozni, vegyen fel néhány olyan interferogramot is, ahol jól láthatóak az állandó fázisú pontok, és megállapítható milyen irányba mozognak a késleltetés változtatásával! Ha a két pont távolodik egymástól a tárgykar és a referenciakar késleltetésének csökkenésével, a TOD pozitív, ha közeledik a két pont, akkor negatív lesz. A TOD előjelének meghatározásával már a többi együtttható előjelére is következtethetünk. Ha a kiértékelésből például pozitívnak adódik a TOD, de az állandó fázisú pont nyomon követésével negatívnak adódott, akkor minden együtttható előjelét ellentétesre kell cserélni.

A következő lépésben megvizsgáljuk, hogy a szál másik polarizációs irányába átszatolódó fény képes-e interferálni a referencianyalábbal. Ehhez a spektrométer előtti polarizátort  $90^\circ$ , a referenciakar félhullámlemezét pedig  $45^\circ$ -kal forgatjuk el. Ha megfelelő az interferogram láthatósága, vegyen fel öt interferogramot és egy-egy referencia és tárgykar spektrumot, illetve kameraképeket is. Akkor is vegyen fel egy interferogramot, valamint referencia és tárgykar spektrumot, ha rossz a láthatóság. A fenti két méréssorozatot ismételve meg a szál másik polarizációs irányára állítva a tárgykar félhullámlemezét! Itt is vegyen fel ritkább, állandó fázisú pontokat tartalmazó interferogramokat is a diszperziós koeficiensek előjelének meghatározásához!

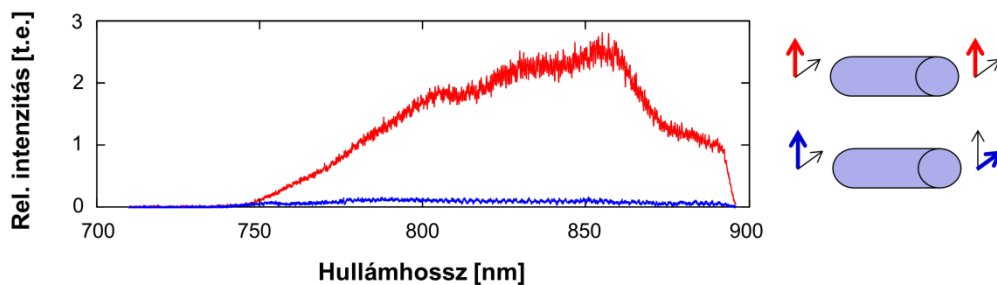
A megfelelő láthatóságú, sűrű interferogramokat értékelje ki a kiadott Fourier.xmcd programmal! Ügyeljen arra, hogy a kiértékelésnél a diszperziós koeficiensek meghatározását az üvegnél megszokottakkal ellentétben egészen ötödrendig is érdemes elvégezni. Figyeljen arra, hogy az így kapott diszperziós értékek nem csak a vizsgált optikai szál, hanem a becsatoló-kicsatoló optikák diszperziós értékeit is tartalmazzák, így ha a szál együttthatóira vagyunk kíváncsiak, ki kell vonni ezeket. Az objektív GDD-járuléka  $+2543 \text{ fs}^2$ , a lencsée  $+1366 \text{ fs}^2$ . A TOD-ot az objektívre vonatkozóan  $+1610 \text{ fs}^3$ , a lencsére nézve pedig  $+875 \text{ fs}^3$ -el kell korrigálni. Ne feledkezzen meg az előjelek ellenőrzéséről sem! Milyen eltéréseket tapasztal a két polarizációs irány diszperziós értékei között? A kapott GD értékek ismeretében határozza meg melyik polarizációs irány tartozik a gyors illetve a lassú tengelyekhez! Számolja ki a két polarizációs irányhoz tartozó diszperziós görbéket, és itt is vesse össze a különbségeket! Vesse össze eredményeit a gyártó honlapján [7] közzétett adatokkal!

### 3. feladat: Határozza meg a két polarizációs irány közötti átszatolódás mértékét!

Ehhez használja fel a korábbi mérések során felvett tárgykar spektrumokat! Integrálja ki az egyes polarizációs irányokban történő gerjesztés mellett felvett tárgykar spektrumokat, ahol a spektrométer előtti polarizátor a gerjesztési iránnyal párhuzamosan ( $I_{xx}$  illetve  $I_{yy}$ ), illetve ezekre merőlegesen ( $I_{xy}$  illetve  $I_{yx}$ ) volt beállítva (6. ábra)! Számolja ki az átszatolódás mértékét ( $\eta$ ) a két irányra az alábbi formulákat használva:

$$\eta_x = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_{xy}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (I_{xx} + I_{yy}) d\lambda} \quad (5a)$$

$$\eta_y = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_{yx}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (I_{yy} + I_{yx}) d\lambda}. \quad (5b)$$



6. ábra A tárgy kar spektruma adott polarizációs irány gerjesztésekor a kimeneten elhelyezett polarizátor párhuzamos (piros) és merőleges állásakor (kék).

#### 4. feladat: Határozza meg az optikai szál polarizációs módusdiszperzióját!

A polarizációs módusdiszperzió kétféleképpen számolható, legegyszerűbb módja, ha a két polarizációs irány esetében meghatározott diszperziós értékeket kivonjuk egymásból. Másik lehetőség, ha becsatolunk a két polarizációs irány közé, aminek következtében mindkettő gerjesztődik, és az így adódó interferogramot értékeljük ki. Ennek megvalósításához először takarja ki az interferométer referenciakarját, majd forgassa el az 1. félhullámlemez szögét a szál egyik polarizációs irányához képest  $22,5^\circ$ -kal, a 2. polarizátorét pedig  $45^\circ$ -kal. Egy, a 5. b) ábrán látható modulált spektrumhoz hasonló spektrumot kell látnia. Vegye fel a spektrumot, majd a kiadott programmal értékelje ki, és határozza meg a diszperziós együtthatókat! Hasonlítsa össze az eredményt a két irány diszperziós értékeinek egymásból történő kivonásával adódó értékekkel!

#### Ajánlott irodalom:

- [1] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides*, Opt. Fiber Technology **5** 305-330 (1999).
- [2] Takács S., *Fotonikus kristályok, Új korszak küszöbén az optikai távközlés, Híradástechnika* **2**, 8-12 (2005).
- [3] P. St. J. Russell, *Photonic-Crystal Fibers*, J. Lightwave Technol. **24** 4729–4749 (2006).
- [4] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics* (2nd Ed., John Wiley and Sons, 2007)
- [5] Ch. Dorrer, N. Belabas, J. P. Likforman and M. Joffre, *Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry*, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1795-1802 (2000).
- [6] T. Grósz, A. P. Kovács, M. Kiss, R. Szipőcs, *Measurement of higher order chromatic dispersion in a photonic bandgap fiber: comparative study of spectral interferometric methods*, Appl. Optics **53** (9) 1929-1937 (2014).
- [7] <http://www.nktphotonics.com/files/files/HC-800.pdf>.

## Tesztkérdések:

1. A fotonikus optikai szálakban mi biztosítja a periodicitást és a tiltott sávok létrejöttét?
  - a) ömlesztett kvarc szennyezése különböző adalékanyagokkal
  - b) a törésmutató szakaszos változtatása
  - c) optikai szálak készítése félvezető anyagokból.
2. Mi igaz a fotonikus optikai szálakra?
  - a) kis veszteségűek
  - b) diszperziójuk a geometriájuk megfelelő hangolásával manipulálható
  - c) kettőtörő tulajdonsággal rendelkeznek.
3. Ha a szál keresztmetszetében található csatornák átmérője összemérhető az alkalmazott hullámhosszal, milyen vezetési mechanizmus valósul meg?
  - a) teljes visszaverődés
  - b) effektív-index vezetés
  - c) tiltott sáv elvén működő vezetés.
4. Miért léphet fel a polarizációs módusdiszperzió optikai szálaknál?
  - a) gyártási hibák okozzák
  - b) környezeti hatások miatt
  - c) a szál anyagának tulajdonsága.
5. Miért van szükség egy kamera elhelyezésére a spektrométer egyik kimenetéhez?
  - a) hogy nyomon tudjuk követni, a magba csatoltunk-e be
  - b) hogy lássuk, melyik polarizációs irányt gerjesztettük
  - c) a diszperziós együtthatók előjelének meghatározásához.
6. A félhullámlemez  $\alpha$  szöggel történő elforgatás esetén hány fokkal forgatja el rajta keresztülhaladó fény polarizációs síkját?
  - a)  $\alpha$
  - b)  $2\alpha$
  - c)  $\alpha/2$ .
7. Két állandó fázisú pont megjelenése milyen domináns magasabb rendű diszperzió jelenlétére utal a spektrális fázisban?
  - a) domináns másodrend
  - b) domináns harmadrend
  - c) domináns negyedrend.
8. Mely kiértékelési módszerrel lehet meghatározni a diszperziós koefficiens előjelét?
  - a) Fourier-transzformációs módszer
  - b) állandó fázisú pont módszer
  - c) minimum-maximum módszer.

**9.** Mekkora a 800 nm-re vonatkoztatott GDD-je egy, a szállal megegyező hosszúságú ömlesztett kvarchasábnak?

a)  $+2\,360\text{ fs}^2$

b)  $+18\,080\text{ fs}^2$

c)  $-12\,320\text{ fs}^2$ .

**10.** Mekkora a 800 nm-re vonatkoztatott TOD-je egy, a szállal megegyező hosszúságú ömlesztett kvarchasábnak?

a)  $+13\,735\text{ fs}^3$

b)  $-1\,320\text{ fs}^3$

c)  $+110\,000\text{ fs}^3$ .

# Polarizációs mérések

## Bevezetés

A fény transzverzális elektromágneses hullám, azaz a fényhullámot jellemző elektromos illetve mágneses térerősség-vektor a hullám terjedési irányára merőleges síkban rezeg. Számos optikai jelenségnél az elektromos térerősség a meghatározó fizikai mennyiség. A természetes fény esetében az elektromos térerősség vektorának végpontja csak nagyon rövid ideig mozog egy szabályos görbe mentén. Olyan rövid ez az időtartam, hogy a mérőeszközeinkkel nem is tudjuk detektálni ezt a szabályos mozgást. Hosszabb idejű mérés alatt viszont már nem látszik semmi szabályosság, ezért azt mondjuk, hogy a természetes fény nem polarizált.

Lézerfény esetében azonban gyakran fordul elő, hogy az elektromos térerősség vektorának végpontja szabályos görbét ír le. Az ilyen típusú fényhullámot polarizált fényhullámnak nevezzük. A gyakorlaton használt, monokromatikus, vörös színű fényt kibocsátó He-Ne lézer, illetve a közeli infravörös tartományban működő, ultrarövid impulzusokat kibocsátó Ti:zafir lézer fénye is polarizált.

A természetes, nem polarizált fényből elő tudunk állítani polarizált fényt, ha ún. polarizátoron küldjük keresztül. Továbbá tudjuk módosítani a fényhullám polarizációs tulajdonságait, ha ún. negyed- vagy félhullám-lemezen vezetjük át. E gyakorlat keretében a fent említett, lézerlaboratóriumokban gyakran használt polarizációs optikai elemekkel fogunk méréseket végezni.

## I. Elméleti összefoglaló

### I.1. A poláros elektromágneses hullámok matematikai leírása

Tekintsünk egy lineáris, homogén, izotrop szigetelőben  $z$ -irányban haladó monokromatikus,  $\omega$  körfrekvenciájú elektromágneses síkhullámot. Tudjuk, hogy a terjedési irányba mutató  $\mathbf{k}$  hullámszámvektor, az  $\mathbf{E}$  elektromos térerősség-vektor és a  $\mathbf{H}$  mágneses térerősség-vektor jobbsodrású rendszert alkot, azaz a terjedési irányra merőleges síkban van  $\mathbf{E}$  és  $\mathbf{H}$ . A továbbiakban csak az  $\mathbf{E}$  vektorral foglalkozunk, mivel ennek a hatása a meghatározó a polarizációs jelenségek lefolyása szempontjából.

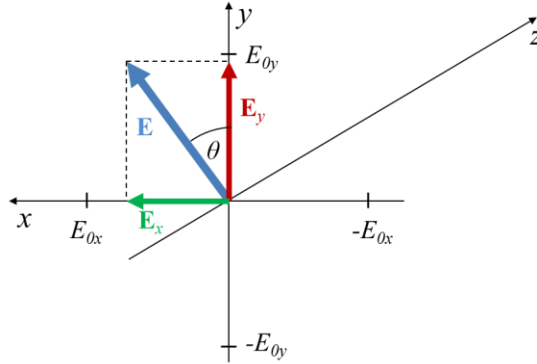
Az  $\mathbf{E}$  vektort bontsuk fel egy vízszintes  $x$ - és egy függőleges  $y$ -tengely menti összetevőre (1. ábra), melyek nagysága:

$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \varphi_x), \quad (1)$$

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \varphi_y),$$

ahol  $E_{0x}$  és  $E_{0y}$  a komponensvektorok amplitúdói, a  $\varphi_x$  és  $\varphi_y$  a kezdőfázisok és  $k = |\mathbf{k}|$ .





**1. ábra** A fényhullám  $\mathbf{E}$  vektorának  $x$ - és  $y$ -tengely menti komponensvektorai

Vizsgáljuk meg az eredő térerősség-vektor végpontjának mozgását. Általában a végpont pályájának az  $xy$  síkra eső vetülete egy ellipszist rajzol le, melynek alakját a két komponensvektor  $E_{0x}$  és  $E_{0y}$  amplitúdói, illetve  $\varphi_x$  és  $\varphi_y$  kezdőfázisai határozzák meg:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x}{E_{0x}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos(\Delta\varphi) = \sin^2(\Delta\varphi), \quad (2)$$

ahol

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x. \quad (3)$$

Bizonyos speciális esetekben az ellipszis egyenessé fajul el. Ez akkor következik be, ha

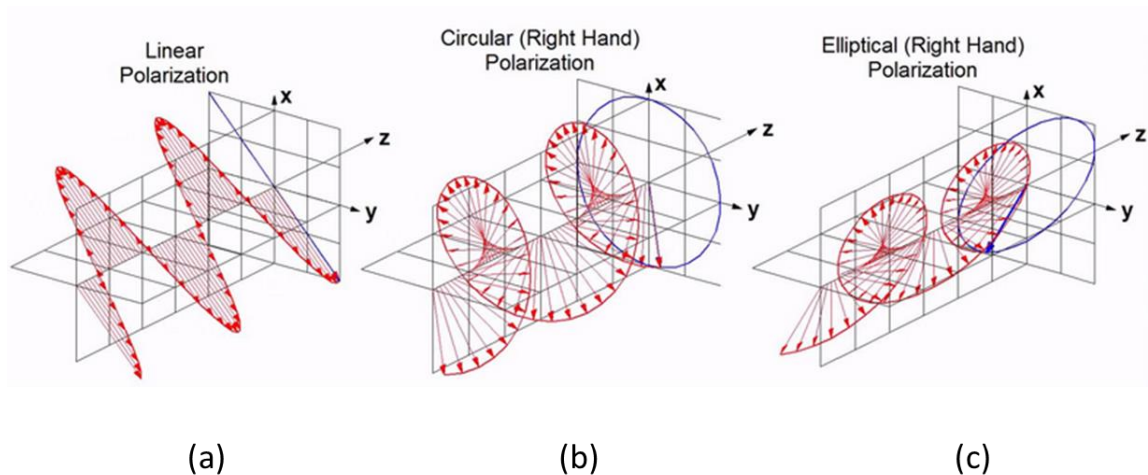
$$\Delta\varphi = 0, \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots \quad (4)$$

Ekkor a vektor végpontja tehát egy egyenesen mozog, és a fényhullámot **lineárisan polárosnak** vagy **lineárisan polarizáltak** nevezzük (2.a ábra). Egy másik fontos eset, amikor

$$\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}, \pm 3\frac{\pi}{2}, \pm 5\frac{\pi}{2}, \dots, \quad (5)$$

és a két amplitúdó megegyezik, azaz  $E_{0y} = E_{0x}$ . Ekkor a végpont pályája kör alakú, azaz a hullám **cirkulárisan poláros** (2.b ábra). Ha a komponensek amplitúdói nem egyeznek meg, és a fáziskülönbség nem a fenti speciális értékeket veszi fel, akkor a végpont pályája ellipszis, így ebben az esetben a fényhullámot **elliptikusan polárosnak** nevezzük (2.c ábra).

A elliptikusan poláros fény esetében, ha a körpályán a terjedési irányból nézve az óramutató járásával megegyező irányban halad az elektromos térerősség vektorának végpontja, akkor jobbra, ha az óramutató járásával ellentétesen, akkor balra elliptikusan poláros hullámról beszélünk (bár vannak könyvek, ahol éppen ellenkezőleg definiálják a jobbra és balra elliptikusan poláros fényt).

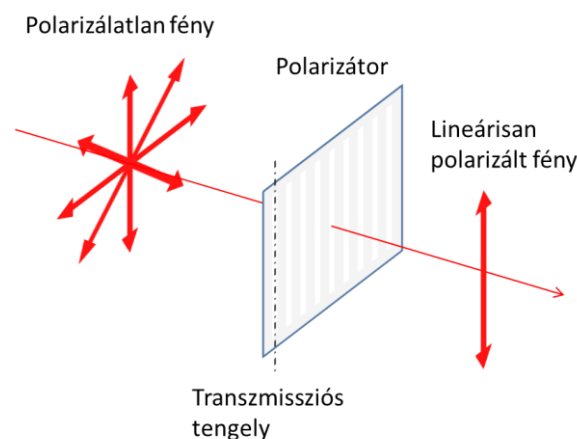


**2. ábra** A polarizált fénycsillagok három főbb típusa - a) lineárisan, b) (jobbra) cirkulárisan és c) elliptikusan poláros – esetében az elektromos térerősség vektorának helyzete a z-tengely irányában történő terjedés során  
 Forrás: <https://www.youtube.com/watch?v=Q0qrU4nprB0>

## I. 2. Polarizációs eszközök

### I.2.1. Polarizátorok, a Malus-törvény

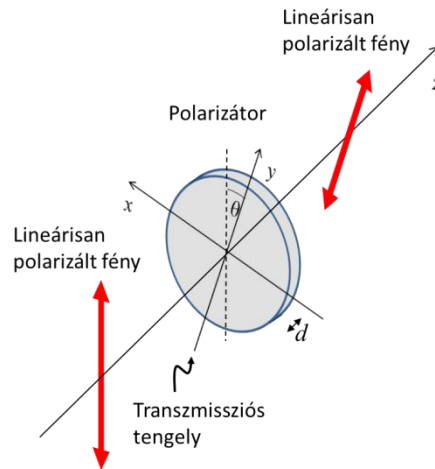
Vannak olyan kettősen törő közegek, amelyek a kétfajta, egymásra merőleges polarizációjú fénycsillag (ordinárius és extraordinárius) közül az egyiket sokkal erősebben elnyelik a másikkal. Ezt a jelenséget dikroizmusnak nevezzük. Bizonyos kristályoknál (pl. turmalinnál) vagy speciálisan előállított PVC alapú anyagoknál, polaroid lemezeknél is felléphet ez a jelenség. Ezen anyagokból készíthetők el a polarizátorok, amely eszközök tehát csak egy bizonyos síkban polarizált fénycsillagot engednek keresztül magukon (3. ábra).



**3. ábra** Polarizátor segítségével polarizálatlan fényből lineárisan polarizált fényt tudunk előállítani.

A következőkben vizsgáljuk meg, hogy hogyan változik meg egy lineárisan poláros fénycsillag intenzitása egy polarizátoron való áthaladás után. A koordinárendszerrel rögzítjük a polarizátorhoz oly módon, hogy az y-tengely legyen párhuzamos a polarizátor transzmissziós tengelyével (4. ábra). Tegyük fel, hogy a fénycsillag elektromos térerősség-

vektorának rezgési síkja, azaz röviden a fénynyaláb rezgési síkja függőleges, és a polarizátor transzmissziós tengelye  $\theta$  szöget zár be vele.



**4. ábra** A polarizátor transzmissziós tengelye  $\theta$  szöget zár be a beérkező lineárisan poláros fénycsugár rezgési síkjával.

Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy az  $y$ -tengely mentén a transzmisszió, míg az  $x$ -tengely mentén az abszorpció 100%-os. A polarizátor elülső felülete legyen a  $z=0$  helyen. A polarizátorba belépő fénycsugár elektromos vektorát bontsuk fel a két koordináta-tengely menti komponensre:

$$E_{be_x} = E_0 \sin \theta \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$E_{be_y} = E_0 \cos \theta \cos(\omega t),$$

ahol a  $\Delta\varphi=0$  esetet vettük. Ekkor a  $d$  vastagságú,  $n$  törésmutatójú polarizátorból kilépő fénycsugár elektromos térerősség komponensei:

$$E_{ki_x} = 0, \quad (7)$$

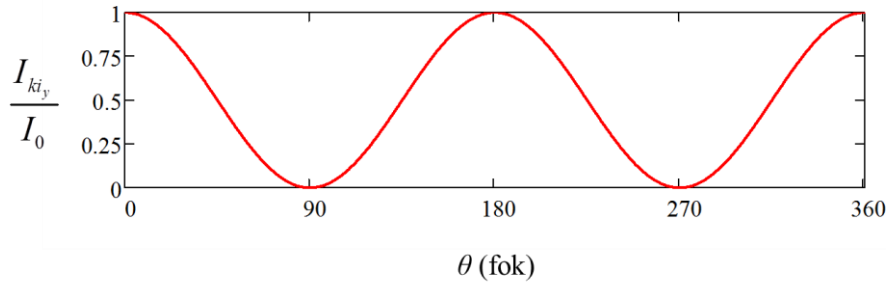
$$E_{ki_y} = E_0 \cos \theta \cos(\omega t - kd).$$

Tehát a polarizátor után a fénycsugár rezgési síkja párhuzamos a polarizátor transzmissziós tengelyével, az intenzitása pedig:

$$I_{ki_y} = I_0 \cos^2 \theta, \quad (8)$$

mely összefüggést **Malus-törvénynek** hívjuk. A (8) alapján látható, hogy ha az optikai ( $z$ -) tengely körül körbeforgatjuk a polarizátort, akkor a transzmittált intenzitás maximumot ér el valahányszor a beeső fénycsugár rezgési síkja párhuzamos a polarizátor transzmissziós tengelyével, illetve 0 lesz, ha rá merőleges (5. ábra).

Vegyük észre, hogy ha polarizálatlan fényvel világítjuk meg a polarizátort, akkor a beeső fénycsugárnak mindig ugyanakkora nagyságú a polarizátor transzmissziós tengelyével párhuzamos komponense, így a polarizátor után a lineárisan poláros fénycsugár intenzitása állandó, függetlenül a polarizátor állásától.



**5. ábra** A polarizátoron keresztülhaladt fénycsugár normált intenzitása, ha a fénycsugár rezgési síkjához képest a polarizátort 360 fokban körbeforgatjuk a  $z$ -tengely körül. Kezdetben legyen párhuzamos a fénycsugár rezgési síkja a polarizátor transzmissziós tengelyével.

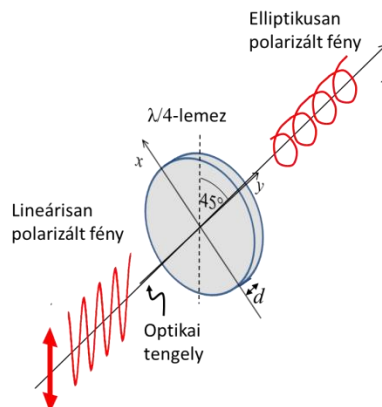
### 1.2.2. $\lambda/4$ -lemez

A következőkben nézzük meg azt az esetet, amikor egy lineárisan poláros fényt világítunk meg egy optikailag egytengelyű, kettősen törő kristályt úgy, hogy a kristály felületével párhuzamos az optikai tengelye, és a fénycsugár merőlegesen esik be a felületre, a  $z$ -tengely mentén. Az egyszerűség kedvéért a kristály felülete legyen a  $z=0$ -ban. A fénycsugár elektromos térerősség-vektorának rezgési síkja legyen függőleges. A kristály optikai tengelye essen egybe az  $y$ -tengellyel, ami a beeső fénycsugár rezgési síkjával  $\theta$  szöveget zárjon be. A fénycsugár két egymásra merőleges polarizációjú komponensre válik szét, melyek ugyanabban az irányban terjednek a kristályon keresztül, csak a fázistolás lesz különböző a két komponensre. A terjedés során bekövetkező reflexiós és abszorpciós veszteségeket elhanyagoljuk. A kristály után a két komponens térerőssége:

$$E_{kix} = E_0 \sin \theta \cos(\omega t - k_o d), \quad (9)$$

$$E_{kiy} = E_0 \cos \theta \cos(\omega t - k_{eo} d),$$

ahol  $k_o$  és  $k_{eo}$  az ordinárius és az extraordinárius hullámszámvektor, és  $d$  a  $\lambda/4$ -lemez vastagsága. Ebben az esetben is a  $\Delta\varphi=0$  esetet vettük a beeső fényre.



**6. ábra** Lineárisan poláros fényből cirkulárisan poláros fény előállítása  $\lambda/4$ -lemezzel

Ha  $\theta=45$  fok, azaz a két komponensvektor amplitúdója megegyezik, és a fáziskülönbség a két hullám között

$$k_o d - k_{eo} d = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (10)$$

akkor (5) szerint cirkulárisan poláris fényt kapunk a lemez után. Ez akkor teljesül, ha az optikai úthosszkülönbség

$$n_o d - n_{eo} d = \pm \frac{\lambda}{4}, \quad (11)$$

azaz innen ered a  $\lambda/4$ -lemez, azaz negyedhullám-lemez elnevezés.

### 1.2.3. $\lambda/2$ -lemez

Vizsgáljuk meg azt az esetet is, amikor az előző fejezetben leírt feltételek ismét fennállnak kivéve, hogy most

$$k_o d - k_{eo} d = \pm \pi. \quad (12)$$

Ez akkor teljesül, ha

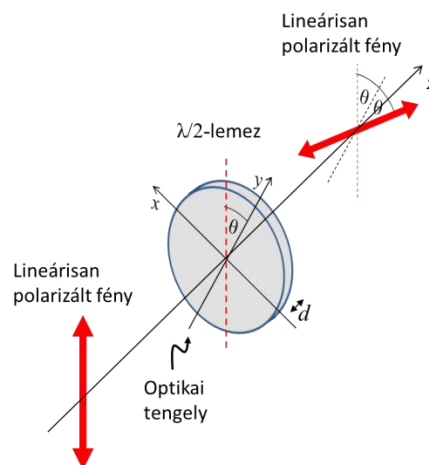
$$n_o d - n_{eo} d = \pm \frac{\lambda}{2}, \quad (13)$$

azaz a kristályban fellépő optikai úthosszkülönbség most félhullámnyi. A kristályból kilépő fénycsugár tererősség komponensei (9) és (12) alapján:

$$E_{ki_x} = E_0 \sin \theta \cos(\omega t - k_{eo} d \mp \pi) = -E_0 \sin \theta \cos(\omega t - k_{eo} d), \quad (14)$$

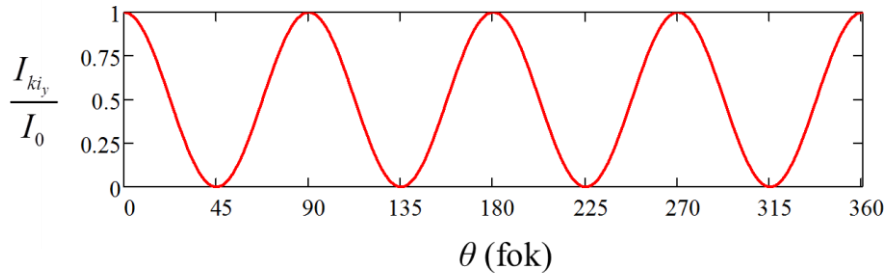
$$E_{ki_y} = E_0 \cos \theta \cos(\omega t - k_{eo} d),$$

Ez azt jelenti, hogy az  $y$ -tengellyel most is  $\theta$  szöget zár be a kristályból kilépő lineárisan poláris fénycsugár rezgési síkja, csak éppen az ellenkező oldalon, azaz a  $\lambda/2$  lemezre beérkező fénycsugár rezgési síkjával  $2\theta$  szöget zár be (7. ábra).



7. ábra A  $\lambda/2$  lemez elforgatja a ráeső lineárisan poláris fény rezgési síkját.

Ezt a jelenséget oly módon tudjuk kísérletileg is könnyen igazolni, ha a fénycsugár útjába tett félhullám-lemez után még egy polarizátort is elhelyezünk. A Malus-törvény (8) alakja szerint, mivel a félhullám-lemez az elfordítási szögének a kétszeresével forgatja el a fénycsugár rezgési síkját, kétszer olyan sűrűn kapunk minimumot az intenzitásgörbén (8. ábra), mint az egyszerű polarizátoros mérésnél kaptunk korábban (5. ábra).



**8. ábra** A  $\lambda/2$ -lemez körbeforgatásakor kapott intenzitásértékek a  $\lambda/2$ -lemez  $\theta$  szögelfordulásának függvényében, ha a detektor előtt egy polarizátort helyezünk el.

A félhullám-lemezzel tehát a lineárisan poláros fényhullám rezgési síkját tetszőleges mértékben tudjuk elforgatni.

#### 1.2.4 Akromatikus hullámlemezek

Az 1.2.2 és 1.2.3. fejezetekben leírt modell monokromatikus fénynyaláb esetét írta le. Azonban manapság számos esetben ultrarövid lézerimpulzusok esetében is szükség van, hogy lineárisan poláros fényimpulzusból cirkulárisan poláros legyen, vagy éppen a lineárisan poláros impulzus rezgési síkját tetszőleges szöggel fordítsuk el. A fenti összefüggésekben szereplő törésmutató hullámhosszfüggő, így ha csak egy adott anyagból készítenék a hullámlemezeket, az egy adott hullámhosszon jól működne, azonban egy ultrarövid lézerimpulzus igen széles hullámhossztartományt lefedő komponensei esetében már problémák adódnának. Ezért kifejlesztettek olyan lemezeket, amelyek rendszerint két eltérő anyagból készülnek, és a vastagságuk illetve az optikai tengelyük megfelelő beállításával elérték, hogy akár több száz nm sáv szélességben is a fáziseltérés (retardáció) néhány fokon belül marad. Az akromatikus lemezek alkalmazása előtt célszerű kísérletileg is megvizsgálni, hogy valóban bírnak-e a katalógusban megadott specifikációkkal.

Ha a fényforrás fényének hullámhossza az akromatikus hullámlemez esetében megadott működési hullámhossztartományon kívül van, akkor a lemezek fázistolása eltér a  $\lambda/4$ -nek illetve  $\lambda/2$ -nek megfelelő 90 illetve 180 fokos fázistolástól. Ennek az lesz az eredménye, hogy mindkét lemez esetében kissé elliptikusan poláros lesz a lemezből kilépő fény. Az elliptikusság mértéke függ attól, hogy milyen messze van a fényforrás hullámhossza a megadott működési hullámhossztartomány határhullámhosszaitól. A gyakorlat során vizsgált akromatikus hullámlemezek esetében a 690 nm-es alsó határhullámhosszhoz képest a He-Ne lézer 632,8 nm-es hullámhossza kisebb. A mérések alapján azonban megállapítható, hogy elhanyagolható mértékben válik elliptikusan polárossá a lemezből kilépő fényhullám.

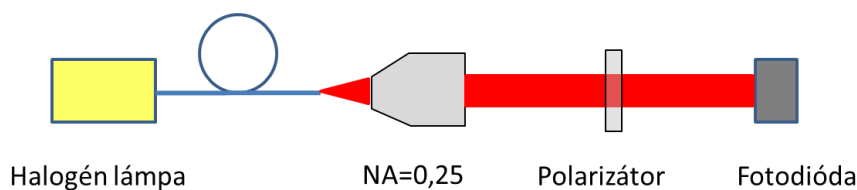
## II. Eszközök

- szádba csatolt halogén lámpa (Ocean Optics, HL-2000)
- mikroszkóp objektív (Olympus, NA=0,25) lineáris eltolón
- He-Ne lézer (3 mW)
- Ti:zafir lézer (Rainbow, Femtolasers,  $\Delta\lambda$ : 650-950 nm)
- 2 db szélessávú polarizátor (Thorlabs, 650 -2000 nm, LPNIR050-MP)
- szélessávú  $\lambda/2$ -lemez (Thorlabs, 690-1200 nm, AHWP10M-980)
- szélessávú  $\lambda/4$ -lemez (Thorlabs, 690-1200 nm, AQWP05M-980)
- neutrális fényszűrők

- előfeszített fotodióda (Hamamatsu, S1223) tápegységgel
- multiméter

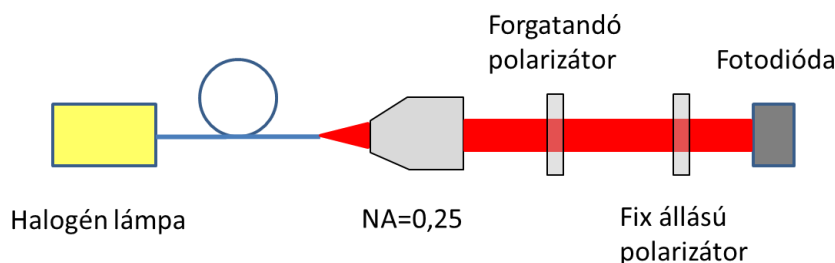
### III. Feladatok

**1. feladat:** A szálba csatolt halogén lámpa fényét kollimáljuk egy mikroszkóp objektívvel. A kollimált nyaláb útjába elhelyezünk egy polarizátort (9. ábra), a polarizátor után pedig egy fotodiódát. Körbeforgatjuk 360 fokban a polarizátort, és 10 fokonként leolvassuk a fotodióda feszültségét. Ábrázoljuk a kapott feszültségértékeket a polarizátor szögelfordulása függvényében.



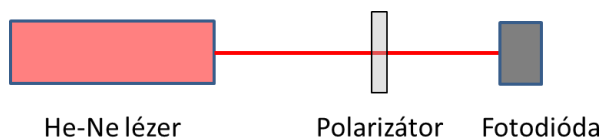
9. ábra Az 1. méréshez megépítendő kísérleti elrendezés sematikus rajza

**2. feladat:** Az előbb megépített elrendezést kiegészítjük még egy polarizátorral a 10. ábrán látható módon. Kezdetben a két polarizátor transzmissziós tengelye legyen párhuzamos. Körbeforgatjuk a mikroszkóp objektívhez közelebb eső polarizátort 360 fokban, és 10 fokonként leolvassuk a feszültségértékeket. Ábrázoljuk a kapott feszültségértékeket a polarizátor szögelfordulása függvényében.



10. ábra A 9. ábrán látható kísérleti elrendezés kiegészítve egy újabb polarizátorral

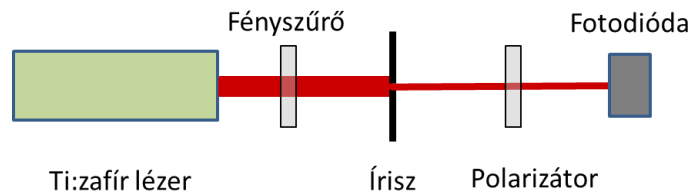
**3. feladat:** Kivesszük az egyik polarizátort és a mikroszkóp objektívet a mérési elrendezésből, és a halogén lámpa helyett egy He-Ne lézert helyezünk be. Megismételjük a mérést a 2. feladatban megadott paraméterekkel, és ábrázoljuk a kapott feszültségértékeket a polarizátor szögelfordulása függvényében.



11. ábra Kísérleti elrendezés a Malus-törvény igazolására He-Ne lézert használva fényforrásként

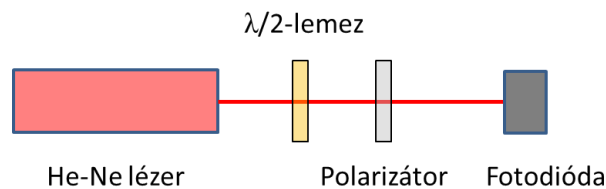
**4. feladat:** A 3. feladatbeli mérést megismételjük úgy, hogy a He-Ne lézer helyett Ti-zafir lézert használunk. Mivel a lézernyaláb átmérője jóval nagyobb a polarizátor átmérőjénél, ezért

a polarizátor elé elhelyezünk egy íriszt, aminek az átmérőjét akkorára állítjuk be, mint a polarizátor átmérője.



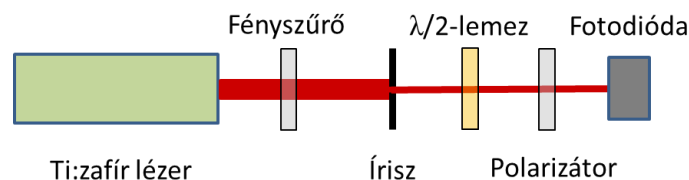
**12. ábra** A 11. ábrán látható kísérleti elrendezésben a fényforrást egy Ti:zafír lézerre cseréltük ki.

**5. feladat:** A 13. ábrán látható módon a fényforrás ismét a He-Ne lézer, de most a polarizátor és a lézer közé egy  $\lambda/2$ -lemezt teszünk. Körbeforgatjuk a  $\lambda/2$ -lemezt, és 5 fokként leolvassuk a kapott feszültségértékeket. Ábrázoljuk a feszültségértékeket a  $\lambda/2$ -lemez szögelfordulása függvényében.



**13. ábra** A He-Ne lézerből kilépő lineárisan poláros nyaláb rezgési síkjának elforgatása egy  $\lambda/2$ -lemezzel

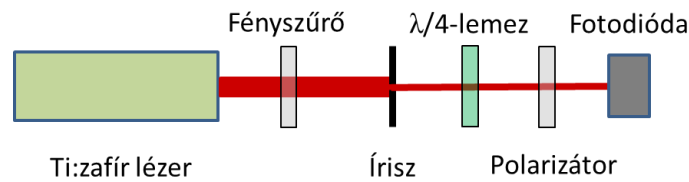
**6. feladat:** Az 5. feladatbeli mérést megismételjük úgy, hogy a He-Ne lézer helyett Ti-zafír lézert használunk. A 4. feladathoz hasonlóan itt is a lézernyaláb átmérőjét egy íriszsel csökkentjük le.



**14. ábra** A szélessávú spektrummal bíró Ti:zafír lézerből kilépő lineárisan poláros impulzusok rezgési síkjának elforgatása egy  $\lambda/2$ -lemezzel

**7. feladat:** A 6. feladatban használt mérési elrendezésben kicseréljük a  $\lambda/2$ -lemezt  $\lambda/4$ -lemezre, és úgy állítjuk be a lemez optikai tengelyét (a lemez foglalatán fehér vékony vonallal jelölve), hogy a lézernyaláb rezgési síkjával 45 fokot zárjon be. Forgassuk körbe a polarizátort, és 10 fokként olvassuk le a feszültségértékeket. Ábrázoljuk a kapott feszültségértékeket a polarizátor szögelfordulása függvényében.





**15. ábra** A szélessávú spektrummal bíró Ti:zafír lézer lineárisan poláros impulzusaiból cirkulárisan poláros impulzusok előállítása

**8. feladat:** A 7. feladatbeli mérést megismételjük oly módon, hogy a lézerfény rezgési síkja párhuzamos a lemez optikai tengelyével (a lemez foglalatán fehér vékony vonallal jelölve).

**9. feladat:** A 7. feladatbeli mérést megismételjük úgy, hogy a Ti-zafír lézer helyett He–Ne lézert használunk.

### Ajánlott irodalom:

- [1] Budó Á., Mátrai T.: *Kísérleti fizika 3.* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1985)
- [2] R. D. Guenther: *Modern Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1990)
- [3] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991)

### Tesztkérdések:

- 1.) A fényhullámot jellemző elektromos illetve mágneses térerősség-vektor
  - a.) a hullám terjedési irányára merőleges irányban rezeg.
  - b.) a hullám terjedési irányában rezeg.
  - c.) tetszőleges irányban rezeghet.
  
- 2.) A természetes fény
  - a.) polarizált.
  - b.) nem polarizált.
  - c.) részlegesen polarizált.
  
- 3.) A fényhullámot polarizáltak nevezzük, ha az elektromos térerősség vektorának végpontja szabályos görbét ír le.
  - a.) Igaz
  - b.) Hamis
  
- 4.) Lineárisan poláros fényhullám esetében az elektromos térerősség vektorának végpontja egy egyenesen mozog.
  - a.) Igaz
  - b.) Hamis

5. Elliptikusan poláros fényhullám esetében az elektromos térerősség vektorának végpontja minden esetben egy körvonal mentén mozog.

- a.) Igaz
- b.) Hamis

6.) Lineárisan poláros fény esetében az elektromos térerősségvektor két egymásra merőleges komponensvektorának fázisa közötti különbség:

- a.)  $\Delta\varphi = 0, \pm\pi, \pm2\pi, \pm3\pi, \dots$
- b.)  $\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}, \pm3\frac{\pi}{2}, \pm5\frac{\pi}{2}, \dots,$

7.) Dikroizmusnak nevezzük azt a jelenséget, amikor a közeg kettősen törővé válik.

- a.) Igaz
- b.) Hamis

8.) A polarizátorok a lineárisan poláros fényt minden esetben átengedik.

- a.) Igaz
- b.) Hamis

9.) Lineárisan poláros fényből cirkulárisan poláros fény

- a.) félhullám-lemezzel
- b.) negyedhullám-lemezzel
- c.) polarizátorral

állítható elő.

10.) A Ti:zafír lézerekből kilépő fény

- a.) lineárisan polarizált.
- b.) cirkulárisan polarizált.
- c.) nem polarizált.

# Ultrarövid lézerimpulzusok idő- és térbeli alakjának mérése a fókuszpont környezetében spektrális interferometriával

## Bevezetés

Egy ultrarövid lézerimpulzus idő- és térbeli alakja megváltozhat, amikor különböző optikai elemeken halad keresztül [1,2]. Különösen fontos ezeknek a változások az ismerete, amikor az impulzust a céltárgyra fókuszáljuk. A fókuszpont közelében a leképezésnél esetlegesen fellépő aberrációk miatt az impulzus idő- és térbeli alakjában bekövetkező torzulások a kísérletek eredményét akár jelentősen is befolyásolhatják. Az aberrációk hatását bár lehet számolni [2], de nagyon nehéz a számolásnál minden kísérleti körülményt figyelembe venni. Ezért fontos, hogy a fókuszpont közelében minél pontosabban meg tudjuk mérni az impulzusfront alakját.

A korábbi laboratóriumi gyakorlatok során már láttuk, hogy spektrális interferometriával nagyon pontosan mérhetők különböző optikai elemek spektrális fázisfüggvényei. Ha az optikai elemen áthaladt impulzus spektrumát is felvesszük, akkor a spektrum és a spektrális fázis ismeretében az inverz Fourier-transzformáció alkalmazásával az impulzus időbeli alakját is megkaphatjuk az optikai elemen való áthaladás után egy adott pontban, feltéve, ha ismerjük az optikai elem előtt az impulzus spektrális fázisát. Ha a tér több pontjában is végzünk mérést, akkor az impulzusfront alakja is kirajzolódik.

A mérési gyakorlat során egy akromatikus lencsén fókuszálódó ultrarövid lézerimpulzus impulzusfrontjának alakját határozzuk meg az optikai tengely mentén a fókuszponttól különböző távolságokban.

## I. Elméleti összefoglaló

### I.1. Impulzus időbeli alakjának előállítás a komplex spektrumból

Tekintsünk egy ultrarövid lézerimpulzust, melynek az időfüggő térerőssége a tér egy  $\mathbf{r}$  helyvektorral adott pontjában az alábbi alakba írható:

$$E(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) \cos(\omega_0 t + \Phi(\mathbf{r}, t)), \quad (1)$$

ahol  $a(\mathbf{r}, t)$  a térerősség idő- és térbeli burkolója,  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  az időfüggő fázis és  $\omega_0$  az impulzus vivőfrekvenciája. Bár a fizikai mennyiségek valós mennyiségek, azonban a számolásokat nagyban megkönnyíti, ha komplex formalizmust használunk, azaz

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) e^{i\Phi(\mathbf{r}, t)} e^{i\omega_0 t}, \quad (2)$$

ahol mindig, ha a fizikai mennyiségre gondolunk, akkor a kifejezés valós részét értjük alatta, de ezt nem jelöljük. Az impulzusok időbeli alakjának leírására gyakran használjuk az elektromos térerősség mellett a fényintenzitást is

$$I(\mathbf{r}, t) \propto \tilde{E}(\mathbf{r}, t) \tilde{E}^*(\mathbf{r}, t) = a^2(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

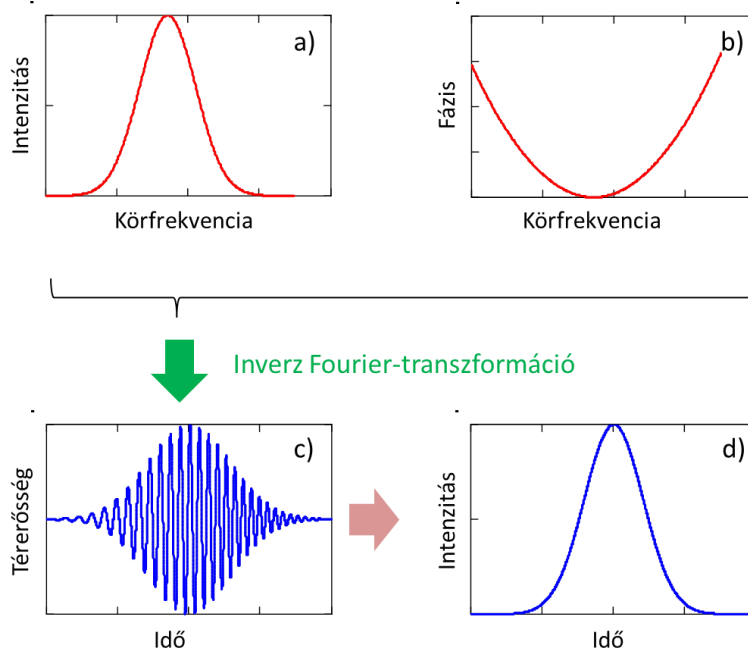
Vegyük észre, hogy az intenzitás időbeli lefutása csak a térerősség időburkolójának alakjától függ, a  $\Phi$  fázistól nem.

Az ultraibolya, a látható, illetve a közeli infravörös hullámhossztartományban működő lézerek által kibocsátott fényimpulzusok esetében a vivőfrekvencia periódusideje néhány femtoszekundum, azaz a térerősség időbeli változásának közvetlen kimérése nem lehetséges a jelenleg ismert detektorokkal. Ha az ultrarövid lézerimpulzusok intenzitásának időbeli lefutását tekintjük, abban az esetben is az időbeli félértékszélességük, azaz az intenzitásgörbe félértékei közötti időtartam, szub-10 fs-tól néhány 100 fs-ig terjed, azaz ebben az esetben sincs lehetőségünk az intenzitásgörbe közvetlen kimérésére.

Egy lehetőséget teremt az ultrarövid impulzusok időbeli alakjának közvetett módon történő meghatározására az impulzusok ún. frekvencia-képbeli leírása. Ez a leírási mód azon alapul, hogy egy lézerimpulzus felfogható különböző  $\omega$  körfrekvenciájú monokromatikus komponensek összegeként, melyek különböző  $A(\mathbf{r},\omega)$  amplitúdóval és  $\varphi(\mathbf{r},\omega)$  spektrális fázissal rendelkeznek:

$$\tilde{E}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\mathbf{r},\omega) e^{-i\varphi(\mathbf{r},\omega)} e^{i\omega t} d\omega. \quad (4)$$

A (4)-ben felírt matematikai műveletet inverz Fourier-transzformációnak nevezzük. Tehát ha ismerjük a spektrális komponensek  $A(\mathbf{r},\omega)$  amplitúdóit és  $\varphi(\mathbf{r},\omega)$  spektrális fázisát, akkor az inverz Fourier-transzformáció segítségével ki tudjuk számolni (4) alapján az impulzus időbeli alakját (1. ábra).

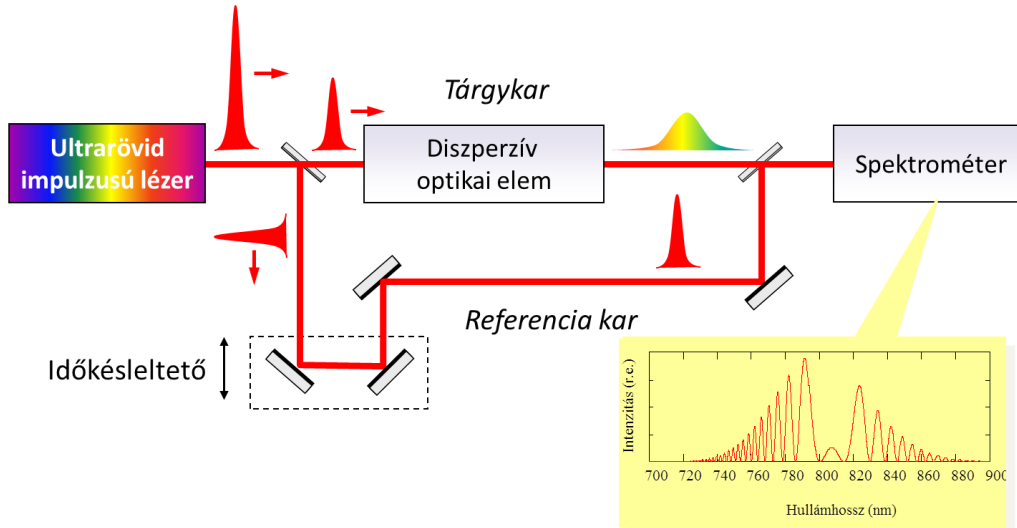


**1. ábra** A spektrumból (spektrális intenzitásból) (a) és a spektrális fázisból (b) az inverz-Fourier transzformáció segítségével kiszámolhatjuk az impulzus elektromos térerősségének időbeli alakját (c), illetve az intenzitásának időfüggését (d).

## I. 2. Spektrális fázis mérése spektrális interferometriával

Az előbbi fejezetben arra jutottunk, hogy az impulzus időbeli alakjának meghatározásához meg kell mérnünk az  $A(\mathbf{r}, \omega)$  spektrális amplitúdót és a  $\varphi(\mathbf{r}, \omega)$  spektrális fázist. A spektrális amplitúdót, pontosabban annak négyzetét egyszerűen meg tudjuk mérni egy spektrométerrel. A spektrális fázis mérését illetően több, lineáris illetve nem-lineáris jelenségen alapuló módszert dolgoztak ki. A gyakorlat keretében egy lineáris módszert, a spektrális interferometriát alkalmazzuk e célra.

A spektrális interferometria lényege, hogy az ultrarövid lézerimpulzusokat egy kétutas, jelen esetben egy Mach-Zehnder interferométerbe vezetjük (2. ábra). Az interferométer egyik karjában az impulzusok szabadon, torzítatlanul terjedhetnek, így a mérés során referenciaként használhatók. A másik karban, az ún. tárgykarban helyezzük el azt az optikai elemet, amelynek az impulzusra gyakorolt hatását vizsgálni kívánjuk. Az interferométer kimeneténél a referencia- és a tárgykarból érkező impulzusokat közös útra tereljük, és egy spektrométerbe irányítjuk őket.



2. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer egy tipikus interferogrammal

A spektrális interferogram intenzitáseloszlása:

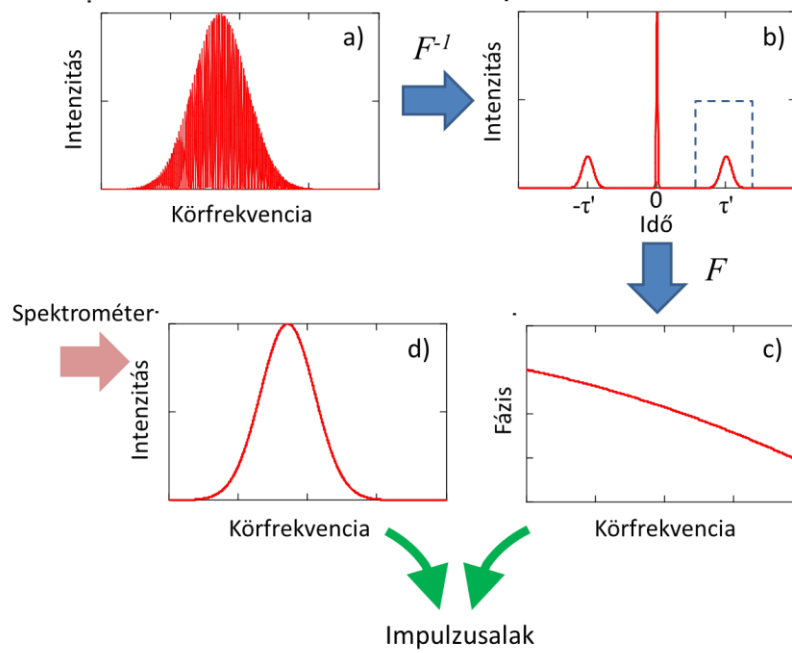
$$I(\mathbf{r}, \omega) = I_R(\mathbf{r}, \omega) + I_T(\mathbf{r}, \omega) + \sqrt{I_R(\mathbf{r}, \omega)I_T(\mathbf{r}, \omega)} \left( e^{i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)} + e^{-i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)} \right) \quad (5)$$

alakban írható fel, ahol  $I_R$  és  $I_T$  a referencia- és a tárgykarból érkező impulzusok spektruma,  $\Delta\varphi$  a két kar közötti fáziskülönbség:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \varphi_{oe}(\mathbf{r}, \omega) + \omega\tau, \quad (6)$$

ahol  $\tau$  a két impulzus közötti, a két kar eltérő hosszából eredő időkéésés. A  $\varphi_{oe}$  az optikai elem által az optikai elembe belépő impulzus és a kilépő impulzus spektrális fázisa közötti különbséget okozó fázis tag.

A  $\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)$  spektrális fázisfüggvény több módon is meghatározható. Az egyik lehetőség a Fourier-transzformációs módszer, ahol a  $\tau$  késleltetést a mérendő impulzus időbeli hosszához képest viszonylag nagy értékre, néhány pikoszekundumra állítjuk, és ekkor a spektrálisan bontott interferogramon a modulációk annyira besűrűsödnek, hogy már szinte nem is láthatók (3.a ábra).



**3. ábra** A spektrális interferogramok Fourier-transzformáción alapuló kiértékelésének lépései az impulzus időbeli alakjának meghatározásához: a) spektrális interferogram, b) a spektrális interferogram inverz Fourier-transzformáltja, c) a szűrés és a Fourier-transzformáció után kapott  $\Delta\varphi$  spektrális fázis, d) a spektrométerrel felvett tárgyimpulzus spektrum.

Az (5)-tel megadott spektrális interferogramon végrehajtunk egy inverz Fourier-transzformációt  $\omega$  szerint, és a  $\cos()$  függvényt kifejezzük két exponenciális összegeként. Ekkor a 3.b ábrán látható jelet kapjuk az időtartományban, melynek matematikai formája:

$$\hat{I}(\mathbf{r}, t) = \hat{I}_R(\mathbf{r}, t) + \hat{I}_T(\mathbf{r}, t) + \hat{I}_{\text{int}}(\mathbf{r}, t - \tau') + \hat{I}_{\text{int}}(\mathbf{r}, t + \tau'). \quad (7)$$

A referencia- és a tárgykarból érkező impulzusok  $I_R(\mathbf{r}, \omega)$  és  $I_T(\mathbf{r}, \omega)$  spektrális intenzitása  $\omega$ -ban lassan változó függvény, mely azt eredményezi, hogy az inverz Fourier-transzformáltjaik  $\hat{I}_R(\mathbf{r}, t)$  és  $\hat{I}_T(\mathbf{r}, t)$  a  $t=0$  időpont körül vesznek fel 0-tól jelentősen különböző értéket. Ezzel szemben az (5) összefüggés jobb oldalának harmadik és negyedik tagja az  $\omega$  függvényében gyorsan változik, és e tagok tartalmazzák az információt a számunkra fontos  $\varphi_{\text{oc}}(\mathbf{r}, \omega)$  fázisfüggvényről. Ez azt jelenti, hogy az  $\hat{I}(\mathbf{r}, t - \tau')$  és  $\hat{I}(\mathbf{r}, t + \tau')$  függvények a  $\tau' = \tau + d\varphi_{\text{oc}}/d\omega(\omega_0)$  és a  $-\tau'$  időpontok környezetében különböznek csak 0 -tól, jól elhatárolhatóan a  $t=0$  késleltetésnél lévő másik két függvénytől, ha a két kar közötti  $\tau$  késleltetés pikoszekundumos nagyságrendű.

A kiértékelés következő lépésében a pozitív  $\tau'$  késleltetéshez tartozó részt kivágjuk oly módon, hogy a 3.b ábrának megfelelő részét az  $\hat{I}(\mathbf{r}, t)$  függvénynek meghagyjuk, míg a többi  $t$  időpontban a függvény értékét 0-vá tesszük. Ezután erre a módosított függvényre alkalmazzuk a Fourier-transzformációt, azaz visszatranszformáljuk a frekvencia tartományba. A visszatranszformált függvény argumentumából közvetlenül a  $\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)$  spektrális

fázisfüggvényt kapjuk meg (3.c ábra). Az impulzus időbeli alakja a  $\Delta\varphi(\mathbf{r},\omega)$  függvényből illetve a mért  $I_T(\mathbf{r},\omega)$  spektrumból egy újabb inverz Fourier-transzformációval áll elő.

Vegyük észre, hogy az előbbi lépés csak akkor adja meg valóban az impulzus alakját, ha az interferométerbe belépő impulzus és így a referencia impulzus transzformlimitált. Ha ez a feltétel nem teljesül, akkor tehát nem a valódi időbeli alakot kapjuk, hanem azt az alakot, amit egy transzformlimitált impulzus adna. Mivel az optikai elem okozta alaktorzulás vizsgálatához ez utóbbi eset is megfelelő, így nincs szükség a  $\varphi_{be}(\mathbf{r},\omega)$  függvény mérésére. A  $\tau$  értékét sem ismerjük, de az sem befolyásolja az impulzus intenzitásának időbeli lefutását.

Azért, hogy a lencse anyagának diszperziója által okozott jelentős időbeli kiszélesedés ne mossa el az impulzusfront alakját, azaz ne tegye nagyon bizonytalanná az impulzusfront helyzetének meghatározását, az első mérés  $\mathbf{r}^*$  helyén kapott spektrális fázisfüggvényre illesszük az alábbi polinomot,

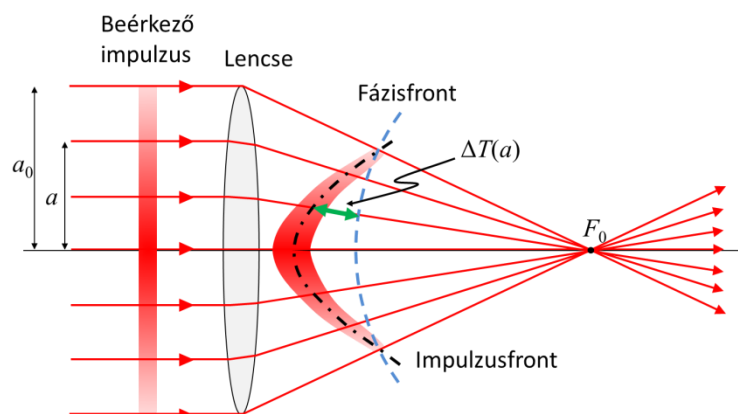
$$\Delta\varphi(\mathbf{r}^*,\omega) = b_0 + \sum_{j=1}^4 \frac{b_j}{j!} (\omega - \omega_0)^j, \quad (8)$$

ahol  $\omega_0$  a 800 nm-nek megfelelő körfrekvencia. A másod- és magasabb rendű  $b_j$  diszperziós együtthatókból számolható fázisfüggvényt a későbbi méréseknél vonjuk ki az interferogramokból adódó spektrális fázisfüggvényekből. Ez annak a valós kísérleti körülménynek felel meg, amikor is az ultrarövid impulzuson egy negatív előcsörpölést alkalmazunk azért, hogy a lencse anyagi diszperziója okozta pozitív csörpöt kompenzáljuk, és így elkerüljük az impulzus időbeli kiszélesedését.

Neutrális szűrőket is alkalmaznunk kell a tárgykarban azért, hogy a két kar közötti intenzitásarány mindig közelítőleg 1 legyen, mivel ekkor lesz a legjobb az interferogram láthatósága. A szűrőknek is van anyagi diszperziója, így azok esetében is az előbbi módon kell eljárni a mért spektrális fázisfüggvény korrekciójánál.

### I. 3. Ultrarövid lézerimpulzus fókuszálása

Ha egy ultrarövid lézerimpulzus merőlegesen esik be egy vékony lencsére, akkor a lencsén való áthaladás során két jelenség lép fel. Egyrészt az impulzus frontja késik a vivőfrekvenciához tartozó fázisfronthoz képest, másrészt az impulzus a lencse anyagában, mint diszperzív közegben, időben kiszélesedik (4. ábra). Ennek oka, hogy az impulzusfront csoportsebességgel, míg a fázisfront fázissebességgel terjed, és diszperzív közegben (a lencse anyagában) normális diszperzió esetén a csoportsebesség kisebb a fázissebességnél.



#### 4. ábra A fókuszált impulzusfront lemarad a fázisfronthoz képest

Az impulzus- és a fázisfront közötti  $\Delta T$  késés a lencsére beérkező fénysugárnak az optikai tengelytől mért  $a$  távolságának függvényében [3]:

$$\Delta T(a) = \frac{a_0 - a}{2cf_0^2} \lambda_0 \left. \frac{df}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}, \quad (9)$$

ahol  $f$  a lencse fókusztávolsága,  $c$  a fénysebesség,  $\lambda_0$  a vivőhullámhossz, míg  $a_0$  a lencse apertúrájának fele. Akromatikus lencse esetében az impulzus- és a fázisfront között nincs sugárfüggő időkülönbség, mivel  $df/d\lambda=0$ , de egy konstans időkülönbség van a fázis- és a csoportsebesség eltérő értéke miatt. Mivel a fázisfront alakja egy gömbsüveg, így ebben az esetben az impulzusfrontok is gömbsüveget alkotnak, melynek középpontja a lencse fókuszpontja.

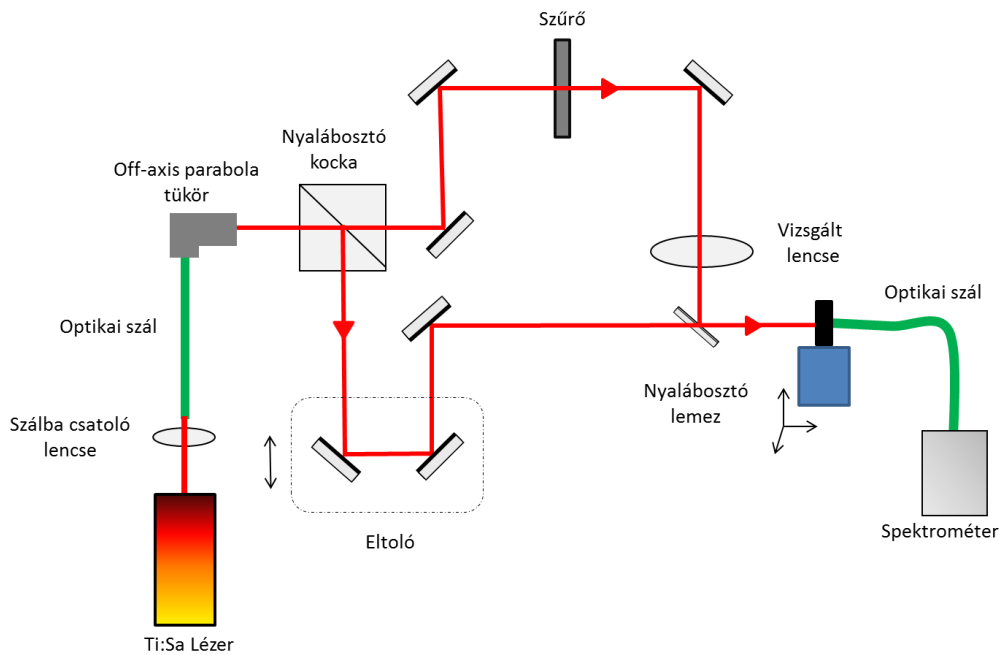
## II. Eszközök

- Ti:zafír lézer (Rainbow, Femtolasers)
- NIR akromát lencse (Thorlabs AC254-200-B-ML,  $f=200$  mm)
- spektrométer (Ocean Optics, HR-4000)
- 1"-es síktükrök
- szélessávú nyalábosztó kocka
- szélessávú nyalábosztó lemez
- neutrális szűrők
- egytengelyű lineáris eltoló
- háromtengelyű lineáris eltoló

## III. Feladatok

**1. feladat:** Állítsa össze az 5. ábrán látható kísérleti elrendezést! Keresse meg a térben azt a pontot, ahová a lencse fókuszálja a lézertényt! E ponttól az interferométer felé és tőle távolodva a  $\pm 1$  cm,  $\pm 5$  cm, és  $\pm 10$  cm távolságokban az optikai tengelyre merőleges irányban 20-20 pontban vegye fel az interferogramot és a tárgyimpulzus spektrumát! A 20 pontot úgy válassza meg, hogy a tárgyimpulzus teljes keresztmetszetében kapjon interferogramokat, és az első és az utolsó pontok a tárgyimpulzus azon részére essenek, ahol már elhanyagolható az intenzitása. A tárgyimpulzus spektrumát oly módon vegye fel, hogy egy papírlappal blokkolja a referenciakarból érkező impulzust.





5. ábra A kísérleti elrendezés sematikus rajza

**2. feladat:** Határozza meg a  $\Delta\varphi(\mathbf{r},\omega)$  spektrális fázist a 10 cm-es pozíciónál az optikai tengelybeli pontban felvett interferogramból a Fourier-transzformációs módszerrel! Illesszen a spektrális fázisgörbére a (8)-as formulával megadott alakban egy 4-ed fokú polinomot! A továbbiakban a másod, harmad és negyedrendű együtthatóiból számítsa ki a korrekciós spektrális fázisfüggvényt!

**3. feladat:** Határozza meg a  $\Delta\varphi(\mathbf{r},\omega)$  spektrális fázist a többi interferogramból is, majd számolja ki az impulzus időbeli alakját felhasználva a mért  $I_T(\mathbf{r},\omega)$  tárgyimpulzus spektrumokat és a 2. feladatban meghatározott korrekciós polinomot a (4)-gyel adott inverz-Fourier transzformációt alkalmazva! Ábrázolja az impulzus idő- és térbeli alakját az optikai tengely mentén!

**4. feladat:** Határozza meg az optikai tengely egy-egy pontján átmenő, az optikai tengelyre merőleges egyenes mentén a 20 pontban ( $x_1, x_2, \dots, x_{20}$  koordinátáknál) kapott impulzusok maximumaihoz tartozó  $t_{max}$  időpontokat! Ábrázolja az impulzusfront alakját megadó  $ct_{max}(x)$  függvényt, és illesszen rájuk körvonalakat! Határozza meg mindegyik impulzusfrontra a fókuszpont helyét!

## Ajánlott irodalom:

- [1] J. C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort laser pulse phenomena* (2. kiadás, Academic Press, 2006)
- [2] A. Kovács, Á. Börzsönyi, Z. Horváth, K. Osvay, *A femtoszekundumos optika alapjai* (digitális tananyag, 2014, Szegedi Tudományegyetem) [http://titan.physx.u-szeged.hu/~julio/femto/FemtoOptika\\_130513.html](http://titan.physx.u-szeged.hu/~julio/femto/FemtoOptika_130513.html)
- [3] Z. Bor, J. Mod. Opt 35 (1988) 1907

## Tesztkérdések:

1.) Az ultrarövid lézerimpulzus térerőssége az alábbi alakba írható:

a)  $E(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) \cos(\omega_0 t + \Phi(\mathbf{r}, t))$

b)  $\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) e^{i\Phi(\mathbf{r})} e^{i\omega_0 t}$

c)  $\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{i\omega_0 t}$

2.) Az ultrarövid lézerimpulzus intenzitása arányos a

- térerősségének abszolútértékével.
- térerősségének abszolútérték négyzetével.
- térerősségének négyzetével.

3.) Az ultrarövid lézerimpulzus intenzitásának időbeli lefutása csak a térerősség időburkolójának alakjától függ.

- Igaz
- Hamis

4.) A spektrális interferometria a fényimpulzusok nemlineáris detektálásán alapuló interferometrikus módszer.

- Igaz
- Hamis

5.) A spektrális interferogram intenzitás-eloszlása

a)  $I(\mathbf{r}, \omega) = I_R(\mathbf{r}, \omega) + I_T(\mathbf{r}, \omega) + \sqrt{I_R(\mathbf{r}, \omega) I_T(\mathbf{r}, \omega)} (e^{i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)} + e^{-i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)})$

b)  $I(\mathbf{r}, \omega) = I_R(\mathbf{r}, \omega) + I_T(\mathbf{r}, \omega) + (e^{i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)} + e^{-i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)})$

c)  $I(\mathbf{r}, \omega) = \sqrt{I_R(\mathbf{r}, \omega) I_T(\mathbf{r}, \omega)} (e^{i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)} + e^{-i\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega)})$

6.) A két kar közötti fáziskülönbség az alábbi alakba írható:

- a)  $\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \varphi_{oe}(\mathbf{r}, \omega) + \omega\tau$
- b)  $\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \varphi_{be}(\mathbf{r}, \omega) + \varphi_{oe}(\mathbf{r}, \omega) + \omega\tau$
- c)  $\Delta\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \varphi_{be}(\mathbf{r}, \omega) + \omega\tau$

7.) A spektrális interferogramon elvégzett inverz Fourier-transzformáció után a kapott jel

- a) csak a  $t=0$  körül különbözik jelentősen 0-tól
- b) csak egy bizonyos  $\tau'$  és  $-\tau'$  időpontok környékén különbözik 0-tól
- c) a  $t=0$  körül és a  $\tau'$  és  $-\tau'$  időpontok környékén különbözik 0-tól

8.) A spektrálisan bontott interferogram inverz Fourier-transzformáltjából

- a) csak a  $t=\tau'$ -nél lévő jelen kell a Fourier-transzformációt elvégezni
- b) a  $t=0$ -nál és  $\tau'$ -nél lévő jeleken kell a Fourier-transzformációt elvégezni
- c) csak a  $t=0$ -nál lévő jelen kell a Fourier-transzformációt elvégezni

9.) Az interferogram kiértékeléshez meg kell mérnünk a referencia- és a tárgykar hosszát.

- a) Igaz
- b) Hamis

10.) Akromát lencse esetében az impulzus fókuszálása során az impulzus- és a fázisfront között nincs időbeli késés.

- a) Igaz
- b) Hamis

## Ti:zafír lézernyaláb geometriai paramétereinek mérése

### Bevezetés

Az ultrarövid lézerimpulzusokat a kísérletek során rendszerint lefókuszáljuk a céltárgyra a térbeli felbontás növelése vagy a kellően nagy intenzitás elérésére céljából [1]. Ahhoz, hogy egy adott lézernyaláb esetében a lehető legkisebb, ún. diffrakciólimitált fókuszfoltot kapjunk, a lézernyalábnak ún. alaplómódusú Gauss-nyalábnak kell lennie. A nyalábnak a minőségét, azaz, hogy a divergenciájának és a nyalábnyakának (a fókuszfolt méretének) a hányadosa mennyire egyezik meg egy alaplómódusú Gauss-nyaláb esetében adódó hányadossal, az ún.  $M^2$  paraméterrel jellemezzük. Ha ez az érték 1 vagy 1-nél néhány tizeddel több, akkor jó minőségű nyalábról beszélünk, ha 2 vagy annál nagyobb értékű, akkor a fókuszálás során a diffrakciólimitált foltmérettől jóval nagyobb méretű fókuszfoltot tudunk csak előállítani a céltárgyon.

Monokromatikus lézernyalábok divergenciájának és nyalábnyakának, majd ezen adatok ismeretében az  $M^2$  paraméterének mérésére több módszert is kifejlesztettek [2]. E módszerek közül a gyakorlaton azt használjuk, amikor túlyukkal pásztázzuk végig keresztirányban a lézernyalábot az optikai tengely mentén több pontban. A femtoszekundumos lézerek esetében a lézerimpulzus több különböző frekvenciájú monokromatikus komponensből tevődik össze. Ebben az esetben a komponensekre külön-külön szükséges az  $M^2$  paramétert meghatározni. Mivel a divergencia és a nyalábnyak hányadosa az alaplómódusú Gauss-nyaláb esetén is frekvenciafüggő, így még ha az  $M^2$  -re 1 körüli értéket is kapunk, a komponensek divergenciájának illetve nyalábnyakának frekvenciafüggését is érdemes megvizsgálni. E két fizikai mennyiség frekvenciafüggése a lefókuszált fényimpulzus térbeli és időbeli lefutását, és ezáltal a céltárgyon bekövetkező fény-anyag kölcsönhatási folyamatot is jelentősen befolyásolhatja.

A Ti:zafír lézerekből közvetlenül kilépő impulzusok esetében az  $M^2$  értéke nem határozható meg, mivel a nyalábnyak nem mérhető. Gyakorlati szempontból ez nem okoz problémát, mivel az impulzusokat rendszerint lefókuszálják a mintára, és ekkor viszont a nyalábnyak is mérhetővé válik. A mérési gyakorlat során egy Ti:zafír lézer lefókuszált impulzusait alkotó monokromatikus nyalábok geometriai paramétereit határozzuk meg, azaz a nyalábnyakat, a divergenciát illetve az  $M^2$  értékét.

## I. Elméleti összefoglaló

### I.1. Alapmódusú Gauss-nyaláb

A  $\lambda$  hullámhosszú, térbeli alapmódusú lézernyaláb esetében a térerősség helyfüggő része az alábbi alakba írható [3]:

$$E(x, y, z) = A \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-i \left[ kz + k \frac{x^2+y^2}{2R(z)} - \Phi_g(z) \right]}, \quad (1)$$

ahol  $w_0$  a nyalábnyak,  $z_R$  a Rayleigh-hossz

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (2)$$

$w(z)$  a nyalábsugár

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (3)$$

$R(z)$  a fázisfront görbületi sugara

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}, \quad (4)$$

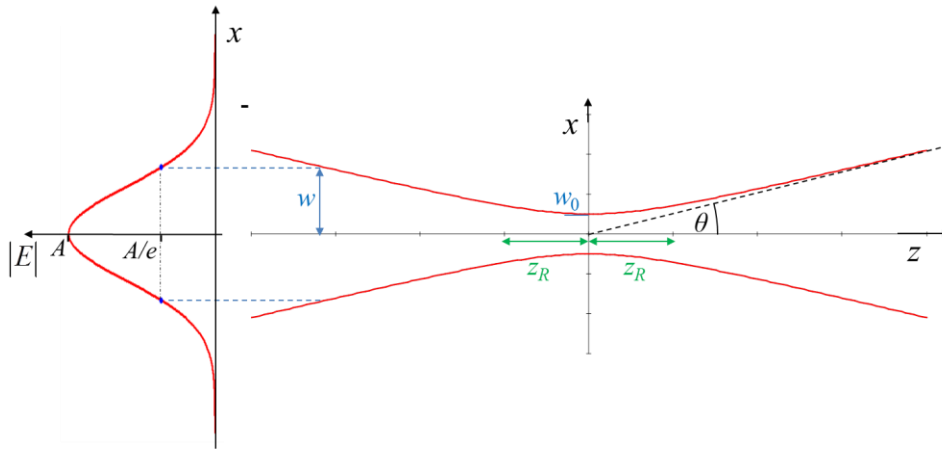
és  $\Phi_g$  a Guoy-fázis

$$\Phi_g(z) = \arctan \left( \frac{z}{z_R} \right). \quad (5)$$

Az (1) formulából látható, hogy a  $w$  nyalábsugár azt a  $z$ -tengelytől mért távolságot jelöli, ahol a nyaláb térerősségének abszolút értéke a  $z$ -tengelyen felvett érték  $1/e$ -ad részére csökken. A (3)-as összefüggésből következik, illetve az 1. ábrán is látható, hogy a  $z=0$ -nál a legkisebb a nyalábsugár. Ezt az értéket nevezzük nyalábnyaknak. A  $z=0$  értéktől távolodva a  $w$  értéke nőni kezd a  $z$  koordináta értékével nem lineáris módon. Amikor a  $z \gg z_R$  feltétel teljesül, akkor már a  $w$  arányos lesz a  $z$  koordináta értékével. Ennek alapján a nyaláb  $\theta$ -val jelölt divergenciaszögét az alábbi módon definiáljuk:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (6)$$

Vegyük észre, hogy a (6) összefüggés megadja egy alapmódusú Gauss-nyaláb esetében a nyaláb  $\theta$  divergenciaszöge és  $w_0$  nyalábnyaka közötti kapcsolatot.



**1. ábra** Az alpmódusú Gauss-nyaláb  $w$  nyalábsugarának függése az optikai tengelyen a nyalábnyak helyétől ( $z=0$ ) mért távolságtól, ahol  $z_R$  jelöli a Rayleigh-távolságot.

A mérések során előfordulhat, hogy az általunk választott koordináta-rendszer origója nem esik egybe a  $z=0$  értékkel, de ez nem okoz különösebb problémát, pusztán a fenti képletekben a  $z \rightarrow z+z_0$  helyettesítést kell elvégeznünk, ahol  $z_0$  a nyalábnyak helye a laboratóriumi koordináta-rendszerben.

## I. 2. Az $M^2$ paraméter és mérése túlyuk módszerrel

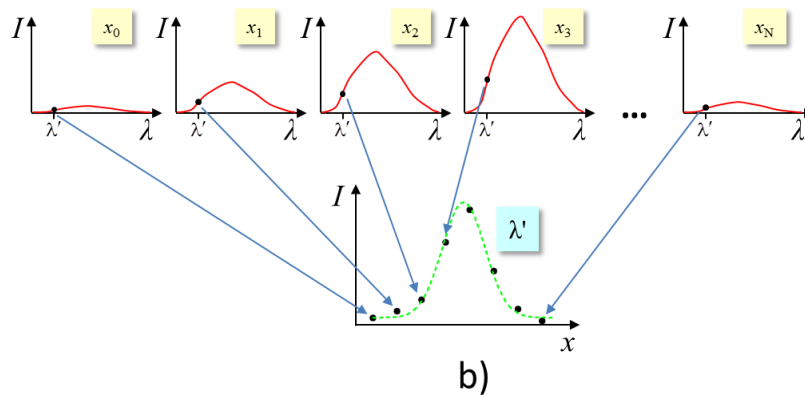
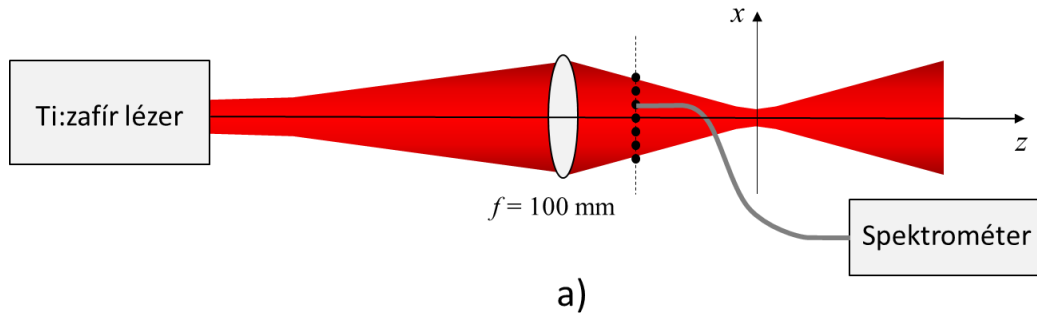
A valódi lézernyalábok esetében a nyaláb divergenciaszöge és a nyalábnyaka közötti kapcsolat eltér a (6) által megadott kapcsolattól. Az eltérést az  $M^2$  szorzófaktorral vesszük figyelembe, azaz

$$\theta' = \frac{M^2 \lambda}{\pi w'_0} \quad (7)$$

A  $\lambda$  jelölést használjuk arra, hogy jelezzük, hogy ez a divergenciaszög és ez a nyalábnyak egy nem alpmódusú Gauss-nyalábra vonatkozik. Látható, hogy (7) megegyezik az alpmódusú Gauss-nyalábra érvényes összefüggéssel, ha  $M^2=1$ . Ha viszont  $M^2 > 1$ , akkor (6) és (7) alapján adott  $\theta'$  divergenciaszög mellett a nyalábnyak mérete nagyobb lesz az alpmódusú Gauss-nyaláb esetén kapható  $w_0$ -tól:

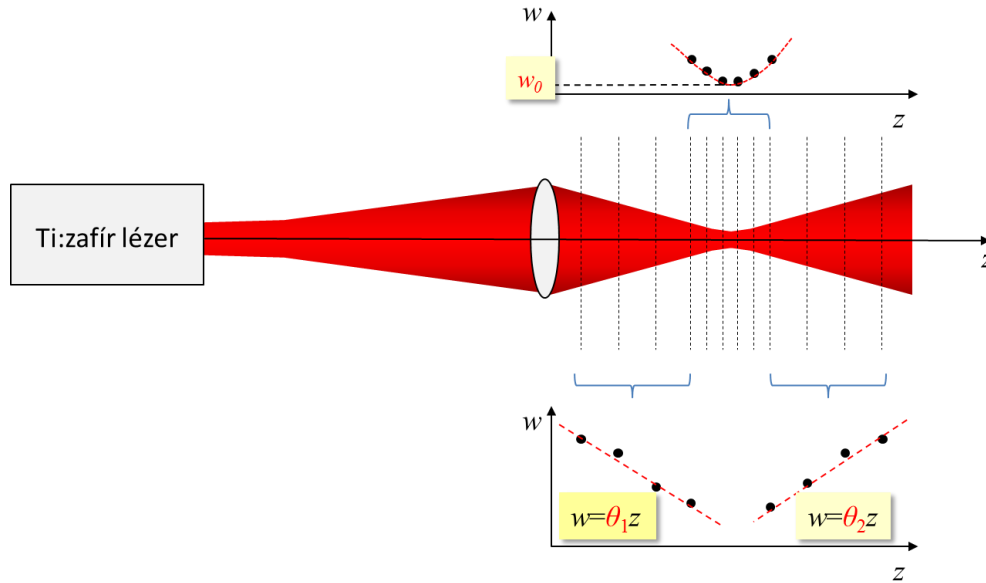
$$w'_0 = M^2 w_0 \quad (8)$$

A  $w'_0$ , a  $\theta'$  és az ezekből számolható  $M^2$  mérésére a gyakorlaton a túlyukas pásztázás módszerét használjuk, ahol egy túlyukkal, jelen esetben egy egymódusú optikai szál végével pásztázzuk keresztirányban a lézernyalábot. A szál másik vége egy spektrométer belépő részéhez van rögzítve (2.a ábra). Ily módon egy adott  $z$  koordinátánál keresztirányban különböző  $x$  koordinátákhoz tartozóan megkapjuk a nyaláb spektrumát (2.b ábra). A mért spektrumokból kiválasztva egy adott  $\lambda'$  hullámhosszat, megkapjuk a  $\lambda'$  hullámhosszú komponens térbeli ( $x$ -tengely menti) intenzitáseloszlását. Erre egy Gauss-görbét illesztve adódik a nyalábsugár.



**2. ábra** a) A lefókuszált nyaláb spektrumát felvesszük az optikai tengely egy adott helyén az optikai tengelyre merőleges irányban különböző  $x$  koordinátájú pontokban. b) A nyalábsugár meghatározásához a felvett spektrumok egy adott  $\lambda'$  hullámhosszhoz tartozó intenzitásértékeit ábrázoljuk az  $x$  koordináta függvényében, és illesztünk rá egy Gauss-görbét.

A keresztirányú pásztázást elvégezve a nyalábnyakhoz közeli tartományban több  $z$  koordinátánál (3. ábra), megkapjuk a  $w$  nyalábsugarakat különböző  $z$  értékeknél. Ezen adatpontokra a (3) szerinti függvényt illesztve, meghatározható a  $w_0$  nagysága és a helye a  $z$ -tengelyen. A nagyobb  $z$  koordinátákhoz tartozó spektrumokból számolt  $w$  értékekre egyenest illesztve, két  $\theta$  értéket kapunk, amiknek az átlagát véve adódik a  $\theta$  divergenciaszög értéke. A  $w_0$  és a  $\theta$  ismeretében (7)-et alkalmazva meghatározhatjuk az  $M^2$  értéket is.



**3. ábra** A nyalábnyakhoz közeli zónában illetve a nyalábnyaktól távol is megmérjük a  $w$  nyalábsugár értékét több  $z$  koordinátánál. A mért értékekre történő függvényillesztésekből megkapjuk a  $w_0$  nyalábnyakot és  $\theta$  divergenciaszöget, mely mennyiségekből már az  $M^2$  értéke is meghatározható.

Vegyük észre, hogy eddig hengersizmetrikus nyalábot vizsgáltunk. A valóságban viszont gyakran előfordul, hogy a nyaláb keresztmetszeti képe elliptikussá válik, azaz  $w_0$ -nak más értéke lesz az  $x$ - $z$  illetve az  $y$ - $z$  síkban. Sőt a  $\theta$  divergenciaszög és így az  $M^2$  értéke is függhet attól, hogy melyik síkot vizsgáljuk. A fenti formulák továbbra is használhatók, csak a nyalábot jellemző geometriai paraméterek kapnak egy  $x$  és  $y$  indexet.

## II. Eszközök

- Ti:zafír lézer (Rainbow, Femtolasers)
- NIR akromát lencse (Thorlabs,  $f = 200$  mm)
- spektrométer (Ocean Optics, HR-4000)
- háromtengelyű lineáris eltoló



### III. Feladatok

**1. feladat:** Állítsa össze a 2. ábrán látható kísérleti elrendezést! Keresse meg a térben azt a pontot, ahová a lencse fókuszálja a lézerfényt! E ponttól távolodva  $\pm 50 \mu\text{m}$ ,  $\pm 100 \mu\text{m}$  és  $\pm 150 \mu\text{m}$ , valamint  $\pm 5 \text{ cm}$ ,  $\pm 7.5 \text{ cm}$  és  $\pm 10 \text{ cm}$  távolságokban az optikai tengelyre merőleges irányban 20-20 pontban vegye fel az impulzus spektrumát! Az első és az utolsó pontok olyan távol legyenek az optikai tengelytől, hogy az impulzus intenzitása ott már gyakorlatilag zérus legyen! A  $\pm 5 \text{ cm}$ ,  $\pm 7.5 \text{ cm}$  és  $\pm 10 \text{ cm}$  távolságok esetében az eltolót fel kell venni és egy az optikai asztalhoz rögzített vonalzó mentén el kell tolni a megadott távolságra!

**2. feladat:** A felvett spektrumok alapján ábrázolja a 750, 780, 810, 840 és a 870 nm hullámhosszú spektrális komponenseknek az optikai tengelyre merőleges intenzitás-eloszlását az  $\pm 50 \mu\text{m}$ ,  $\pm 100 \mu\text{m}$  és  $\pm 150 \mu\text{m}$ , valamint  $\pm 5 \text{ cm}$ ,  $\pm 7.5 \text{ cm}$  és  $\pm 10 \text{ cm}$  távolság szerint csoportosítva!

**3. feladat:** Illesszen a mért intenzitás-eloszlás értékekre Gauss-görbéket! Az ily módon meghatározott nyalábsugár értékeket ábrázolja az optika tengelyen mért távolság függvényében!

**4. feladat:** Határozza meg a kiválasztott spektrális komponensek nyalábnyakainak és divergenciájának értékét, illetve az  $M^2$  értékeket! Ábrázolja a mért nyalábnyakakat illetve divergenciaszögeket a hullámhossz függvényében! A kapott függvények alapján a vizsgált lézernyalábot a hullámhossz-független nyalábnyak vagy divergencia vagy görbületi sugár modellje írja le jobban?

#### Ajánlott irodalom:

[1] J. C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort laser pulse phenomena* (2. kiadás, Academic Press, 2006)

[2] J. Magnes, D. Odera, J. Hartke, M. Fountain, L. Florence, V. Davis, *Quantitative and qualitative study of Gaussian beam visualization techniques*, arXiv:physics/0605102v1 12May2006

[3] Almási G., Erdélyi M., Fülöp J. A., Hebling J., Horváth Z., Kovács A. P., Rácz B., Smausz Kolumbán T.: *Lézerfizika* (SZTE-PTE, Elektronikus tananyag, 2014) <http://titan.physx.u-szeged.hu/~bubo/Lezerfizika/book.html#id321984>

## Tesztkérdések:

1. A  $\lambda$  hullámhosszú, alaplómodusú lézernyaláb esetében a térerősség helyfüggő része az alábbi alakba írható:

$$\text{a.) } E(x, y, z) = A \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-i \left[ kz + k \frac{x^2+y^2}{2R(z)} - \Phi_g(z) \right]},$$

$$\text{b.) } E(x, y, z) = A \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-i [kz + kR(z) - \Phi_g(z)]},$$

$$\text{c.) } E(x, y, z) = A \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-i [kz + kR(z) - \Phi_g(z)]},$$

2. A  $z_R$  Rayleigh-hossz az alábbi módon számolható:

$$\text{a.) } z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda},$$

$$\text{b.) } z_R = \frac{\pi \lambda^2}{w_0},$$

$$\text{c.) } z_R = \frac{\pi w_0^2}{2c} \omega_0,$$

3. A nyalábsugár azt az optikai tengelytől mért távolságot adja meg, ahol a lézernyalábnak

a.) az intenzitása az optikai tengelyen mért érték  $1/e^2$  részére csökken.

b.) az intenzitása az optikai tengelyen mért érték  $1/e$ -ad részére csökken.

c.) a térerősségének abszolút értéke az optikai tengelyen mért érték  $1/e^2$  részére csökken.

4. A  $w$  nyalábsugár a  $z$ -koordinátától az alábbi módon függ, ahol  $z_R$  a Rayleigh-távolság:

$$\text{a.) } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2}$$

$$\text{b.) } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z_R}{z} \right)^2}$$

$$\text{c.) } w(z) = w_0 \frac{z}{z_R}$$

5. A fázisfront  $R$  görbületi sugarának a  $z$  koordinátától való függése az alábbi alakba írható

$$\text{a.) } R(z) = z + \frac{z_R^2}{z},$$

$$\text{b.) } R(z) = z,$$

$$\text{c.) } R(z) = z + \frac{z^2}{z_R},$$

6. Az alaplómódusú Gauss-nyaláb  $\theta$  divergenciaszögét az alábbi összefüggés adja meg:

$$\text{a.) } \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}.$$

$$\text{b.) } \theta = \frac{w_0}{\pi \lambda}.$$

$$\text{c.) } \theta = \frac{\lambda^2}{\pi w_0^2}.$$

7. A lézernyalábok minőségét jellemző  $M^2$  faktort az alábbi összefüggés definiálja:

$$\text{a.) } M^2 = \frac{\pi w_0' \theta'}{\lambda}.$$

$$\text{b.) } M^2 = \frac{w_0' \theta'}{\lambda}.$$

$$\text{c.) } M^2 = \frac{\pi w_0'^2 \theta'}{\lambda^2}.$$

8. Ha a lézernyaláb nem alaplómódusú Gauss-nyaláb, akkor az  $M^2$  értéke

a.) kisebb 1-nél.

b.) nagyobb 1-nél.

c.) kisebb vagy egyenlő, mint 1.

9. A monokromatikus lézernyaláb  $M^2$  értéke

a.) meghatározható a kés-él módszerrel vagy a túlyuk-pásztázásos módszerrel.

b.) csak a kés-él módszerrel határozható meg.

c.) csak a túlyuk-pásztázásos módszerrel határozható meg.

10. A mérési gyakorlat során a Ti:zafír lézer nyalábjának  $M^2$  értékét a nyaláb optikai tengelyének több helyén a tengelyre merőleges egyenes mentén több pontban felvett

a.) spektrumból határozzuk meg.

b.) spektrum Fourier-transzformáltjából határozzuk meg.

c.) interferogramból határozzuk meg.