

Szegedi Tudományegyetem TTIK
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

Fotonikus kristálysál diszperziós tulajdonságainak vizsgálata spektrális interferometriával

Készítette: **Grósz Tímea**

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: **Dr. Kovács Attila Pál**

Adjunktus

SZTE TTIK Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged

2012

TARTALMI ÖSSZEFOGLALÓ

Kulcsszavak: *fotonikus optikai szál, kromatikus diszperzió, módusdiszperzió, spektrális interferometria, Fourier-transzformáció*

Napjainkban egyre több orvosi alkalmazásban szükséges ultrarövid lézerimpulzusok mobilis továbbítása, mely optikai szálak alkalmazásával lehetséges. Hagyományos optikai szálon való áthaladás közben a fényimpulzus a diszperzió következtében torzulást szenved, általában időben kiszélesedik. Ennek kompenzálása bizonyos mértékig impulzuskompresszorok segítségével lehetséges, ám ezek nem hordozhatók, és beállítsuk is nagy pontosságot igényel. Ennek függvényében már igen korán igény mutatkozott olyan optika szálak kifejlesztésére, melyek segítségével megvalósítható diszperziómentes vezetés.

Ilyen célokra megoldást jelenthet speciális geometriával rendelkező fotonikus kristálysálak alkalmazása. Ezen optikai szálak tulajdonságai, úgymint kontrollálható diszperzió, nemlinearitás, vagy egymódusú vezetés, gondos tervezéssel igény szerint alakíthatók. A gyártási nehézségek olyan nagy pontosságú diszperzió mérési módszer kidolgozását teszik indokolttá, mely segítené a tervezés tökéletesítését.

Munkám során mérési módszerként a spektrális interferometriát választottam, és megvizsgáltam a felvett spektrális interferogramok négy kiértékelési eljárásának, az állandó fázisú pont, a minimum-maximum, a fázismodulált koszinusz-függvény illesztés, valamint a Fourier-transzformáción alapuló módszer alkalmazhatóságát és pontosságát. Megállapítottam, hogy a legpontosabb és leginkább automatizálható kiértékelési eljárás a Fourier-transzformációs módszer, mely egyben a legérzékenyebb az esetlegesen jelen levő magasabb, akár ötödrendű diszperzió kimutatására.

Megfigyeltem, hogy a szálba történő nem teljesen tökéletes becsatolásakor az alaplómódus mellett magasabb rendű módus vezetése is megvalósul. Az ún. egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárás során kapott jelalakok közül sikerült elkülönítenem az alap illetve a magasabb rendű módushoz tartozó impulzusalakot, és ennek segítségével megmérnem a szálban terjedő magasabb rendű módusnak az alaplómódushoz képesti időkéésését, azaz a módusdiszperziót is.

A szálak alkalmazásánál sok esetben fontos, hogy a szálból kilépő impulzus teljes keresztmetszetének minél több pontjában ismerjük az időbeli alakját. Az egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárást alkalmazva, gyorsan és pontosan meg tudtam mérni a vizsgált fotonikus szálból kilépő, majd lefókuszált impulzus idő- és térbeli alakját.

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS	4
I. Elméleti összefoglaló	6
I.1. Fotonikus szálak jellemzői	6
I.1.1. Fotonikus szálak szerkezete	6
I.1.2. Fotonikus szálak vezetési mechanizmusai	8
I.1.3. Hagyományos és fotonikus szálak diszperziós jellemzőinek összehasonlítása	9
I.2. Optikai elemek spektrális fázisfüggvénye.....	11
I.3. Kollineáris spektrális interferometria.....	12
I.3.1. Az eljárás alapelve	12
I.3.2. Állandó fázisú pont módszere	14
I.3.3. Minimum-maximum módszer.....	16
I.3.4. Fázismodulált harmonikus függvény illesztése.....	17
I.3.5. Fourier-transzformációs kiértékelési módszer	18
I.3.6. Fényimpulzus időbeli alakjának meghatározása egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel.....	20
II. CÉLKITŰZÉS	21
III. EREDMÉNYEK	22
III.1. Kísérleti elrendezés	22
III.2. Spektrális interferogramok kiértékelése	23
III.2.1. Kromatikus diszperzió meghatározása	23
III.2.2. Módusdiszperzió meghatározása.....	34
III.3. Az alaplómódushoz tartozó impulzus idő- és térbeli alakja	37
IV. ÖSSZEFOGLALÁS	40
Irodalomjegyzék	41

BEVEZETÉS

Manapság a kétfotonos fluoreszcencia mikroszkóp egyre nagyobb teret hódít az orvostudományban. Tekintve, hogy a kétfotonos átmenet megvalósulásának valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos, fontos minél nagyobb csúcsintenzitású impulzusok előállítása. A minta illetve a páciens sérülését elkerülendő, az alkalmazott fény impulzushosszának minél rövidebbnek kell lennie. Lényeges szempont a rendszer mobilitása, mely optikai szálak használatát teszi szükségessé.

Bár egy vékony üveglemezen áthaladó rövid lézerimpulzus a lemez anyagának diszperziója miatt csak kis mértékben torzul, addig egy több méter hosszú hagyományos optikai szál esetében ez már nem mondható el. Utóbbi esetben ún. impulzuskompresszorokra van szükség, melyek a szálban történő terjedés során a diszperzió miatt fellépett torzulás mértékét jelentősen csökkentik, ideális esetben megszüntetik. Ezek az eszközök azonban nem igazán hordozhatók, és beállításuk is nagy pontosságot igényel. Megoldást jelenthet speciális geometriával rendelkező fotonikus kristályszálok alkalmazása. A gyártási technológia sajátosságaiból adódóan az elkészült szál szerkezete némileg eltérhet a tervezettől. Éppen ezért kulcsfontosságú, hogy nagypontosságú diszperzió mérési eljárással rendelkezünk, mely segítené a tervezést, oly módon, hogy a gyártástechnológia torzító hatásait is figyelembe tudnánk venni. E célra a kollineáris spektrális interferometria megfelelő eljárásnak tűnik. Kérdés, hogy az interferogramok kiértékelésére a szakirodalomban található módszerek közül jelen esetben melyik a legcélravezetőbb.

Dolgozatomban a spektrális interferogramok négy lehetséges kiértékelési eljárását, a minimum-maximum, az állandófázisú pont, a koszinusz-függvény illesztésén alapuló módszert, valamint az üvegek diszperziójának vizsgálatára széles körben használatos Fourier-transzformációs eljárás pontosságát és érzékenységét vizsgálom meg a fotonikus szálak diszperziójának meghatározása esetén. A szál felhasználhatósága szempontjából fontos lenne, ha nemcsak a szál spektrális fázisfüggvényét jellemző diszperziós együtthatókat, hanem a szálból kilépő impulzus idő- és térbeli alakját is ismernénk.

Dolgozatom első fejezetében áttekintem a szükséges háttérismereteket, melynek során definiálom a meghatározandó diszperziós együtthatókat, ismertetem a fotonikus szálak jellemzőit, a kiértékelési eljárások és a Fourier-transzformációs spektrális interferometria alapjait, valamint bemutatom az impulzusok időbeli alakjának meghatározására nemrég kidolgozott egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárást. A célkitűzések megfogalmazása

után ismertetem az általam megépített kísérleti elrendezést, és az elért eredményeimet. Dolgozatomat egy rövid összefoglalóval zárom.

Méréseimet az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének TeWaTi-Helios laboratóriumában végeztem.

I. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ

I.1. Fotonikus szálak jellemzői

I.1.1. Fotonikus szálak szerkezete

A hagyományos optikai szálak alkalmazhatóságának határait feszegetve egyre nagyobb a törekvés az újfajta megoldások felkutatására. Már a kilencvenes években felmerült, hogy olyan fényvezető anyagokat kellene létrehozni, melyek a félvezetők mintájára működnek, de elektronok helyett fotonokkal. Eszerint az elektron félvezetőkben történő mozgásának analógiájára olyan kristályt kellene létrehozni, melyben megvalósíthatók hasonló periodikus határfeltételek az elektromágneses hullámokra nézve. Egy ilyen közegben tiltott és megengedett sávok jönnének létre, és a fotonok terjedését ezek befolyásolnák. A felismerés, miszerint fotonikus kristályok alkalmazásával ez megvalósítható, hamarosan ezen típusú anyagok irányába terelte a figyelmet.

Habár a fotonikus kristályok története a 19. sz. végére tekint vissza, Rayleigh megfigyelései [1] után mintegy száz év telt el, mielőtt a témában mérföldkönek számító két cikk [2, 3], majd maga a „fotonikus kristály” kifejezés megjelent. Ekkor már ismert volt, hogy az elektronok félvezetőkben tapasztalt periodikus potenciálerének analógiája elektromágneses hullámok számára olyan periodikus mikroszerkezet megvalósításával érhető el, melyben a törésmutatót változtatják. A létrehozott tiltott sávban, amint az várható, nem tartózkodhatnak fotonok, a kristály tehát minden olyan frekvenciájú elektromágneses sugárzás számára átlátszatlan, melynek energiája kisebb a tiltott sáv szélességénél. Egyedül azon fotonok képesek áthaladni rajta, melyek energiája a megengedett tartományba esik. Innen a PBG (Photonic Band Gap) kristály elnevezés [4].

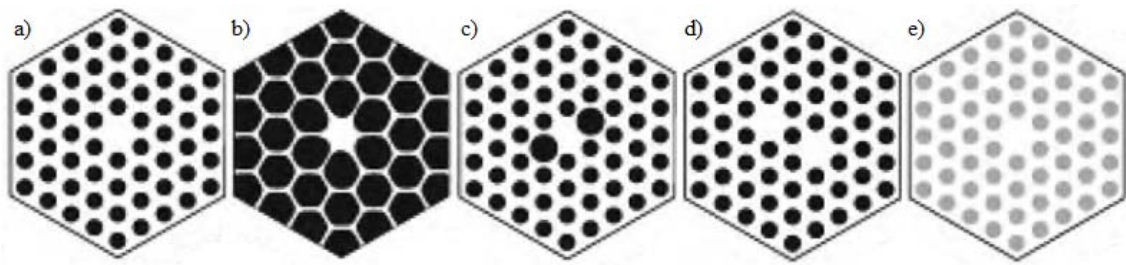
Léteznek egy-, kettő- és háromdimenziós fotonikus kristályok. Gyártásuk nehézsége miatt sokáig főként elméleti leírások születtek a témával kapcsolatban. Eleinte minden törekvés a háromdimenziós változat létrehozására irányult [5]. Hamarosan azonban rájöttek, hogy a kétdimenziós megoldás egyszerűbb és ugyanolyan hatékony lehet. 1995-ben el is készült az első ilyen fotonikus kristály, majd az első fotonikus kristályszál (Photonic crystal fiber, PCF) is megjelent. Ezen alacsony veszteségű szálak igen fontos tulajdonsága, hogy gondos tervezéssel elérhető bizonyos kulcsparméterek, mint például a diszperzió kontrollálása, a nemlinearitás csökkentése, kiküszöbölése vagy éppen növelése, csakúgy, mint az átviteli teljesítmény növelése. A legtöbb fotonikus kristályszál tiszta szilícium-üvegből készül, azonban gyakran polimereket és nem-szilícium alapú üvegeket is használnak.

A fotonikus szálakat belső szerkezetüket tekintve gyakran lyukacsos („holey”) vagy mikrostruktúrált szálnak is nevezik. A szál teljes hosszában a legegyszerűbb esetben azonos átmérőjű, mikroszkopikus, levegővel teli csatornák futnak végig egymással párhuzamosan. Ezek falakat, pontosabban szóró felületeket képeznek, amelyek segítségével a fényt egy központi szerkezeti hibába, a magba irányítják. Aszerint, hogy a mag üveg vagy üres cső, kétféle száltípust különböztetünk meg. A legelső szál ún. „hollow core” típusú volt, azaz a magot voltaképpen egy üres csatorna jelentette. Hamarosan megjelent a tömör magú változat is.

A tömör magú száltípusnál a lyukak alkotta szabályos rács közepéből hiányzik egy lyuk, melynek helyén egy a köpenyhez viszonyított nagy törésmutatójú üveg van. Ezeknél a szál geometriájának megfelelő kialakításával elérhető (ha a lyukak átmérője a közöttük levő távolságokhoz képest kicsi), hogy csak egy vezetett módus legyen. Kísérletileg alátámasztották, hogy az ilyen szálak egymódusú fényvezetőként működnek igen széles, 457-1550 nm-es tartományban [6]. Elméleti megfontolások szerint ez kisebb hullámhosszokra is fennáll, így ezek joggal tekinthetők ún. „endlessly” egymódusú fényvezetőknek. A hagyományos szálakkal szemben nagy előnyük, hogy ehhez nem szükséges a kis magátmérő biztosítása. Az ilyen nagy móduskeresztmetszet nagy teljesítmények átvitelét teszi lehetővé. Ultra kicsi móduskeresztmetszet kialakításával (nagyobb lyukátmérő és kisebb magátmérő) viszont a korábban tapasztaltaknál kisebb, akár a látható tartományba eső hullámhosszokra is zérus lehet a diszperzió. Ilyen geometriájú szálak megfelelően nagy bemenő intenzitás alkalmazása esetén szuperkontinuum generálásra is alkalmasak fokozott nemlinearitásuk miatt [7].

A másik száltípusnál a fény terjedése egy kis törésmutatójú szerkezeti hibában, a szál tengelyében futó üres cső belsejében történik, aminek következtében a diszperzió és a nemlinearitás is igen csekély. Ilyen elrendezésnél az átvihető teljesítmény körülbelül százszor akkora, mint tömör üvegben. Megjegyzendő, hogy az ilyen típusú szálaknál hullámhosszszűrésre is van lehetőség, ugyanis csupán azon hullámhosszak vezetése valósul meg, melyek rezonanciában vannak a maggal. Fontos, hogy ezen szálaknál a fényvezetés már nem a teljes visszaverődésen alapszik, így nincs kritikus befogadási szög sem. Szállézeres és gáz analizátorok megvalósításában és tökéletesítésében fontos alkalmazásra talált [7].

A fent említetteken kívül még egyéb szálgeometriák is léteznek, melyek közül néhány az *1. ábrán* az látható. A fekete térrészek a lyukakat, a fehér részek a tiszta, a szürke részek pedig az adalékolt üveget jelentik.



1. ábra Fotonikus kristálysálak különböző szerkezeti megvalósításai [5]

Az 1.a ábrán látható megvalósítás az endlessly egymódusú szál, míg az 1.b ábra elrendezése egy nagy nemlinearitású szálát mutat. Látható, hogy létezik kétmagvas fotonikus kristálysál is (1.c ábra). Vannak olyan megoldások is (1.d ábra), melyek a kettőtörés kontrollálását teszik lehetővé, így olyan szálak is tervezhetők, melyekben csupán egy polarizációs állapotú fényvezetés valósítható meg. Adalékolt üvegeket is használnak a még nagyobb törésmutató különbségek elérésének érdekében (1.e ábra).

A fotonikus szálak vizsgálata ma is igen aktuális téma. Ha a „photonic crystal fiber” kulcsszavakra rákeresünk például a www.sciencedirect.com bázisban, látszik, hogy megjelenésük óta több mint 5200 publikáció született velük kapcsolatosan, melyek közül 384 az idei évben jelent meg. Különböző szálgeometriák kialakítása folyamatosan újabb és újabb alkalmazások lehetőségével kecsegtet. A fotonikus kristálysálak diszperziójának mérése ennek megfelelően fontos kutatási terület [8-12], mivel a jelenleg alkalmazott gyártási eljárások nem garantálják, hogy a tervezett tulajdonságokkal bír majd a legyártott szál. Ezért csak több lépésben lehet az eredetileg tervezett diszperzióval rendelkező szálát előállítani. A mérések lehetővé teszik a gyártási technológia hatásának a figyelembevételét a tervezésnél. Ez viszont azt jelenti, hogy minél pontosabb mérési módszerünk van, annál kevesebb lépésben tudjuk a célparaméterekkel rendelkező szálát létrehozni, ami igen komoly költségmegtakarítást eredményezhet.

I.1.2. Fotonikus szálak vezetési mechanizmusai

A fotonikus szálaknál kétféle fényvezetési mechanizmus lehetséges [7, 13]. Az egyik az ún. effektív-index vezetés, a másik pedig a fotonikus tiltott sávú vezetés. Tömör maggal rendelkező szálak esetén a köpenyhez viszonyítva nagyobb törésmutatójú mag alkalmazásával a fényvezetés a hagyományos szálaknál ismert teljes belső visszaverődéshez hasonló elven történik. Ha a lyukak átmérője sokkal kisebb, mint az alkalmazott fény hullámhossza, akkor a mikrostrukturált köpeny az alkalmazott lyukacsos anyag és a benne levő lyukak által

meghatározott effektív törésmutatójú, homogén közegként viselkedik. Ilyen geometriával leginkább az egymódusú szálaknál találkozhatunk. Ha a lyukátmérő és a hullámhossz összemérhető, akkor a köpeny már kétdimenziós periodikus rendszerként kezelendő. Ilyen esetekben a köpeny törésmutatója függ a hullámhossztól. Megfelelő tervezéssel endlessly egymódusú optikai szálak tervezésére is lehetőség van.

A fotonikus tiltott sáv elvén működő szálak lehetnek tömör és légmagos szálak is. Azon üvegmagos szálaknál, melyeknek a köpenyhez képest nagyobb törésmutatójú magja van, az alpmódus vezetése mindig a teljes visszaverődés elvén valósul meg. Ilyen esetekben esetleg a magasabb módusokra teljeshülhetnek a PBG-vezetéshez szükséges feltételek [13]. Ez a vezetési mechanizmus voltaképpen a periodikus struktúráról, levegő- vagy éppen egy kis törésmutatójú csatorna faláról történő koherens Bragg visszaszóródás eredménye [14], aminek következménye, hogy légmagos szálaknál is megfigyelhető. Ennek függvényében csak azon fotonikus kristálysálak PBG szálak, melyekre ez a vezetési mechanizmus inkább jellemző, és csupán bizonyos hullámhosszszávba eső fény számára átjárhatók.

I.1.3. Hagyományos és fotonikus szálak diszperziós jellemzőinek összehasonlítása

Miközben a rövid lézerimpulzus áthalad egy diszperzív közegen, például optikai szálon, torzulást szenved, megnyúlik. Hagyományos szálak esetén ötféle diszperziós jelenség léphet fel [7]:

- anyagi diszperzió,
- módusdiszperzió,
- hullámvezető diszperzió,
- polarizációs módusdiszperzió és
- nemlineáris diszperzió.

Az *anyagi diszperzió* az optikai szál anyagának hullámhosszfüggő törésmutatójából adódik. Ennek következtében az optikai szálon a hullámcsomag egyes komponensei különböző sebességgel haladnak, így az impulzus megnyúlik. Hagyományos optikai szálak esetén az anyagi diszperzió a látható és a közeli infravörös tartományban a mag anyagára jellemző sima függvény. Fotonikus szálak esetében azonban a spektrumukban tapasztalható abszorpciós völgyek miatt fázisugrások jelennek meg a spektrális fázisfüggvényben ezen hullámhossztartományokban. Ez a tapasztalat óvatosságra int a Taylor-sorfejtés együtthatóinak a használatával kapcsolatban, ha fotonikus szálak diszperziós tulajdonságait akarjuk jellemezni velük. Kérdés, hogy az említett fázisugrások milyen hibát okoznak azon

kiértékelési módszereknél, melyek arra a feltevésre épülnek, hogy a szál spektrális fázisfüggvénye alacsony fokszámú polinomokkal megadható. Az anyagi diszperzió kombinálódhat az ún. módusdiszperzióval.

A *módusdiszperzió* a multimódusú szálak jellemzője [15], mely a különböző transzverzális módusok eltérő terjedési sebességeiből fakad. A folytonosan változó indexű (graded-index) optikai szál esetén a módusdiszperzió kevésbé jelentős, mint például a lépcsős törésmutatójú (step-index) szálaknál, tekintve, hogy ezeknél a terjedési sebességek kiegyenlítették. Mindkét száltípusra igaz, hogy az időbeli megnyúlás a szál hosszával arányosan nő egy kritikus hosszúságig, amikor is a megnyúlás mértéke a módusok csatolása miatt lecsökken. Fellépése nagyban függ a becsatolás módjától. Az időbeli kiszélesedést rendszerint ns/\sqrt{km} egységekben adják meg.

A *hullámvezető diszperzió* megjelenésének oka, hogy az egyes módusok terjedési sebességei hullámhosszfüggők. Fellépte azzal magyarázható, hogy a magmérettől, pontosabban a magméret és a továbbított jel hullámhosszának arányától függően az impulzus nem csak a magban, hanem a köpenyben is terjedhet. Ezáltal a magban és a köpenyben összpontosuló optikai teljesítmények aránya hullámhosszfüggővé válik. Mivel a magban és a köpenyben a fázissebességek eltérőek, az adott módus terjedési sebessége megváltozik. A diszperzió e típusa különösen jelentős az egymódusú szálak esetén. Olyan hullámhosszak használatakor válik dominánssá, amelyekre az anyagi diszperzió elhanyagolható. Adott frekvenciatartományon egymás hatását kompenzálni képesek. Az anyagi és hullámvezető diszperzió együttes hatását *kromatikus diszperzió*nak nevezik. Manapság már különböző technikák ismeretesek, melyek segítségével diszperzió csökkentett, szabályozott vagy kompenzált szálak készíthetők.

A *polarizációs módusdiszperzió* egy sztochasztikus valószínűségi folyamat eredménye, melynek megjelenése az optikai szálak gyártási hibáinak és a környezet hatásainak következménye. A hullámvezető magjának keresztmetszete általában nem tökéletesen kör alakú és anyaga sem izotrop. Tekintve, hogy az egyes (például az egymódusú) optikai szálakban is léteznek egymásra merőleges főpolarizációs irányok, némely kristályhoz hasonlóan ezek is kettőstörő hatást mutatnak. Ha tehát a szálba csatolt lézerimpulzus polarizációs iránya nem esik egybe valamelyik főtengely irányával, akkor a szál két főpolarizációs irányának megfelelően a becsatolt impulzus két egymásra merőleges polarizációjú impulzusra válik szét, melyek terjedési sebessége eltérő lesz. Ez azt jelenti, hogy létezik egy átlagos, polarizációtól függő impulzusszétválási idő. A polarizációs módusdiszperzió tehát az optikai szálban terjedő impulzusok módusai közötti időeltolódás. Ez

az időkülönbség a szál hosszának négyzetgyökével arányos, és függ az ún. fajlagos diszperziótól is, melynek értéke hagyományos szálaknál $0.1-0.4 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ körül van. Hatása jelentős egymódusú szálak esetén, amikor a kromatikus diszperzió elhanyagolható [7, 16].

A *nemlineáris diszperzió* hatása csupán nagy fényintenzitások alkalmazása esetén számottevő, amikor a törésmutató intenzitásfüggő lesz. Az anyag említett nemlineáris viselkedése önfázis-modulációt eredményez. Adott körülmények között az önfázis-moduláció kompenzálni tudja az anyagi diszperzióra jellemző csoportsebesség diszperzió értékét, melynek következtében az impulzus torzítatlanul haladhat tovább.

Fotonikus szálak diszperziós tulajdonságait nagymértékben befolyásolja a mikrostruktúra geometriája. Ha például a levegővel telt csatornák átmérője kicsi, ezek hatása elenyésző, és a szál fényvezetési tulajdonságait leginkább az anyagi diszperzió határozza meg. Ellenkező esetben, ha a csatornák nagyobb átmérőjűek, a hullámvezető diszperzió válik dominánssá [13]. Ilyen szálak remekül alkalmazhatók diszperzió kompenzációt igénylő esetekben. A diszperzió hatása még inkább jelentős a kis móduskeresztmetszettel rendelkező hullámvezetőknél [17], melyek esetében a nemlineáris diszperziós effektusok is befolyással bírnak. Kettőtörő szálak esetén természetesen a polarizációs módusdiszperzió hatása nem hanyagolható el, ugyanúgy, ahogy multimódusú szálak fontos jellemzője lesz a módusdiszperzió.

I.2. Optikai elemek spektrális fázisfüggvénye

Az ultrarövid fényimpulzusok tekinthetők úgy is, mint különböző frekvenciájú monokromatikus komponensekből álló elektromágneses hullámcsomagok. A közegbe lépő fényimpulzus térerősségének időbeli alakja a komponensek szuperpozíciójaként írható fel [18, 19]:

$$E_{be}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_{be}(\omega))} d\omega, \quad (1)$$

ahol $E_0(\omega)$ az amplitúdósűrűség, $\varphi_{be}(\omega)$ pedig a közegbe való belépéskor a spektrális fázis.

Miközben az impulzus egy diszperzív optikai elemen halad keresztül, a különböző spektrális komponensek eltérő sebességgel haladnak, melynek eredményeképpen az impulzus időbeli alakja megváltozik. Egy homogén, lineáris, diszperzív közegen való áthaladás alkalmával fellépő hatásokat leírhatjuk oly módon, hogy az amplitúdó változását az

$A(\omega)$ amplitúdóátvitellel való szorzással, a fázistolást pedig a $\varphi(\omega)$ spektrális fázisfüggvénnyel fejezzük ki. Ekkor a közeget elhagyó impulzus térerőssége:

$$E_{ki}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) E_0(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega. \quad (2)$$

Az esetek egy jelentős részében az amplitúdóban fellépő változásoktól eltekinthetünk, így a továbbiakban csupán az optikai elem spektrális fázisfüggvényének hatását vizsgálom. Ehhez a közeg $\varphi(\omega)$ függvényét szokás Taylor-sorba fejteni az impulzus központi frekvenciája (ω_0) körül:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = & \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi_3(\omega - \omega_0)^3 \\ & + \frac{1}{24}\phi_4(\omega - \omega_0)^4 + \frac{1}{120}\phi_5(\omega - \omega_0)^5 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Az így kapott együtthatók a spektrális fázisfüggvény frekvencia szerinti deriváltjai:

$$\phi_1 = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_2 = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_3 = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_4 = \left. \frac{d^4\varphi}{d\omega^4} \right|_{\omega=\omega_0}, \phi_5 = \left. \frac{d^5\varphi}{d\omega^5} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (4)$$

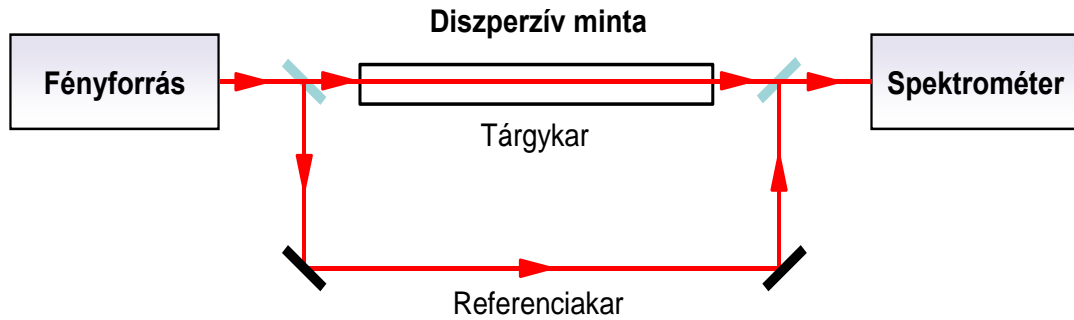
melyekkel az optikai elem diszperzióját jellemezhetjük. A $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ és ϕ_5 az irodalomban szokásos jelöléseikkel és elnevezéseikkel rendre a GD, GDD, TOD, FOD és QOD, azaz a csoportkésltetés, a másod-, a harmad-, a negyed- és az ötödrendű diszperziós koefficiensek. Üvegek illetve üvegből előállított hagyományos optikai szálak esetén a spektrális fázisfüggvény matematikai értelemben vett sima függvény. Korábbi tapasztalatok azt mutatták, hogy az együtthatós módszer ezen optikai elemek esetében valóban megfelelő a diszperzió jellemzésére.

I.3. Kollineáris spektrális interferometria

I.3.1. Az eljárás alapelve

A kollineáris spektrális interferometria egy széles körben használatos nagy pontosságú technika különböző optikai elemek diszperziójának mérésére, mellyel a referencia impulzushoz viszonyított impulzus fázisstruktúrája is vizsgálható [20-27]. A mérés alkalmával vizsgálni kívánt mintát egy széles spektrumú fényforrással kivilágított interferométer tárgykarjába helyezzük. A fényforrás lehet közönséges fehér fényű izzó, LED,

vagy ultrarövid lézerpulzus. A referenciakar megfelelő hosszánál az interferométer kimenetén interferenciacsíkok figyelhetők meg. Ahhoz, hogy a fényforrás spektrális komponenseinek egymáshoz viszonyított fázisa láthatóvá váljon, az interferenciacsíkokat egy spektrométer segítségével bontjuk.



2. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer a vizsgálandó diszperzív mintával

Most vizsgáljuk meg az interferogram létrejöttének folyamatát közelebbről. Ehhez tekintsük a két karból származó impulzusok térerősségének időfüggését, mely megadható az impulzust alkotó spektrális komponensek összegeként:

$$E_r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{r0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_r(\omega))} d\omega,$$

$$E_t(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{t0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_t(\omega))} d\omega. \quad (5)$$

A fenti összefüggésekben $E_{r0}(\omega)$ és $E_{t0}(\omega)$ a referencia- illetve a tárgykarból érkező impulzusok amplitúdósűrűsége, $\varphi_r(\omega)$ és $\varphi_t(\omega)$ pedig az impulzusok spektrális fázisa. Az interferométer kimenetén a két karból jövő impulzus koherens módon találkozik, tehát az időfüggő térerősségük összege jelenik meg:

$$E(t) = E_r(t) + E_t(t). \quad (6)$$

Ideális esetet feltételezve, a lézernyaláb és a detektor pixelei végtelenül vékonyak, a spektrométer felbontóképessége pedig végtelenül nagy. Ekkor a spektrométer kimeneténél elhelyezett detektor pixeleire már nem az impulzusok, hanem az őket alkotó monokromatikus hullámok esnek. Így egy adott ω körfrekvenciának megfelelő pixelnél a térerősség a következőképpen adható meg:

$$E(t, \omega) = E_r(t, \omega) + E_t(t, \omega) = E_{r0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_r(\omega))} + E_{t0}(\omega) e^{i(\omega t - \varphi_t(\omega))}. \quad (7)$$

A detektor pixelei nem tudják a térerősség (7)-ben meghatározott körfrekvenciájú időbeli változását detektálni, hanem felintegrálják a bejövő fényhullámokban lévő energiát. Ekkor a mért jel, vagyis a spektrális intenzitás:

$$I(\omega) = |E(t, \omega)|^2 = |E_r(t, \omega)|^2 + |E_t(t, \omega)|^2 + E_r^*(t, \omega)E_t(t, \omega) + E_r(t, \omega)E_t^*(t, \omega). \quad (8)$$

A spektrométer kimenetén megfigyelhető interferogram intenzitása a két karból származó intenzitások (I_r és I_t) fázishelyes összegzéséből adódik:

$$I(\omega) = I_r(\omega) + I_t(\omega) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi(\omega)). \quad (9)$$

A fenti egyenletben ϕ a két kar közötti fáziskülönbséget jelöli, mely a következőképpen írható fel:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c}(L_t - d) + \varphi(\omega) - \frac{\omega}{c}L_r, \quad (10)$$

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, L_t és L_r rendre a tárgy- és a referenciakar hossza, d pedig a vizsgált diszperzív elem geometriai hossza, melynek a spektrális fázisfüggvényét $\varphi(\omega)$ jelöli. Itt feltételeztük, hogy a referenciakarban viszont nincs diszperzív optikai elem.

Tekintve, hogy a valóságban a spektrométer felbontóképessége véges, így a jelenség a fenti kifejezéseknél összetettebb integrálokkal írható le. Abban az esetben viszont, ha nem túl nagy a két kar közötti késleltetés, a bemutatott összefüggések jól alkalmazhatók az interferenciamintázat leírására. Nagyobb késleltetések, illetve sűrű csíkrendszer esetén a láthatóság az említett hatások következtében leromlik.

I.3.2. Állandó fázisú pont módszere

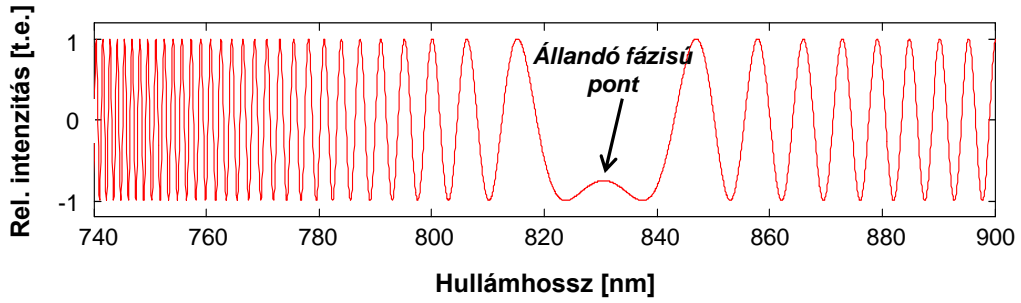
A következőkben ismertetendő kiértékelési eljárásokhoz elő kell állítani a (9) összefüggést felhasználva az ún. normált interferogramot:

$$\cos(\phi(\omega)) = \frac{I(\omega) - I_r(\omega) - I_t(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)}}. \quad (11)$$

Először is megvizsgáljuk, hogy a kapott normált interferogramon milyen frekvenciánál lesz az intenzitásfüggvénynek szélsőértéke. Ehhez a (11) egyenletet frekvencia szerinti első deriváltja zérus kell, hogy legyen:

$$\frac{d(\cos(\phi(\omega)))}{d\omega} = -\sin(\phi(\omega)) \cdot \frac{d\phi}{d\omega} = 0 \quad (12)$$

Tekintsük elsőként azt az esetet, amikor a (12) egyenlet a $d\phi/d\omega = 0$ következtében teljesül. Annál a frekvenciaértéknél, amelyre ez teljesül, kialakul az ún. állandó fázisú pont [26]. Elnevezését az indokolja, hogy e pont környékén a fázis igen lassan változik (3. ábra).



3. ábra Állandó fázisú pont a spektrális interferogramon

Az állandó fázisú pont helye változik az interferogramon a referenciakar késleltetésének változtatásával, ugyanis ekkor más frekvenciaértéknél teljesül a $d\phi/d\omega = 0$ feltétel. Ezt könnyen beláthatjuk, ha a késleltetésre bevezetjük a $\tau = (L_t - L_r - d)/c$ jelölést. Ekkor a (10) egyenletből a két kar közötti fáziskülönbségre adódik, hogy $\phi(\omega) = \varphi(\omega) + \omega\tau$. Figyelembe véve az állandó fázisú pont kialakulásának feltételét, kapjuk hogy:

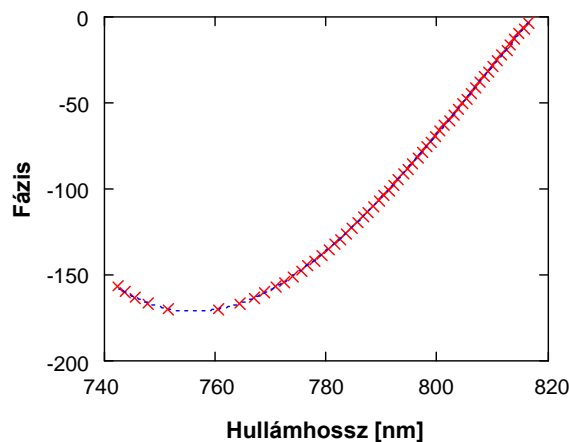
$$-\frac{d\varphi}{d\omega} = \tau \quad (13)$$

A (13) összefüggésből látható, hogy az állandó fázisú pont helyét a két kar közötti τ késleltetés és a vizsgált minta csoportkésleltetés függvénye határozza csak meg. A fenti megállapításokból következik, hogy különböző karhosszaknál vizsgálva az állandó fázisú pont helyzetét, kirajzolódik a minta csoportkésleltetés függvénye, melynek alapján a diszperzió előjele megállapítható. Az állandó fázisú pont módszerének ez egy igen fontos tulajdonsága a dolgozatban ismertetett másik kiértékelési módszerekkel szemben. Ha például azt látjuk az interferogramon, hogy az állandó fázisú pont a nagyobb frekvenciák felé mozdul a referenciakar hosszának (a késleltetés) növelésével, az arra utal, hogy a rövidebb hullámhosszú komponensek az impulzus végén találhatóak, azaz a GDD előjele pozitív. Ha a csoportkésleltetést ábrázoljuk a frekvencia függvényében, és erre negyedfokú polinomot illesztünk, akkor az illesztés együtthatói megadják a GDD, a TOD, FOD és a QOD értékét.

Optikai szálak esetén a diszperzió értéke, azaz a GD, GDD, TOD értékei igen magasak, így az interferogram egyes részein az interferenciacsíkok olyannyira besűrűsödnek, hogy a spektrométer kiátlagolja azokat. Ilyen esetekben a diszperzió az állandó fázisú pont módszerével történő meghatározása igen megbízható lehetőség. A módszer hátránya azonban, hogy pontos méréshez sok interferogramon kell egyenként leolvasni az állandó fázisú pont helyét, ami meglehetősen időigényes, esetenként igen nehézkes. Kisebb diszperziók esetében az állandó fázisú pont kiszélesedik, ekkor az eljárás pontatlanná válik.

I.3.3. Minimum-maximum módszer

Ha a (12) egyenlet teljesülésének másik feltételét vizsgáljuk, egy másik kiértékelési lehetőséghez jutunk. A $\sin(\phi(\omega)) = 0$ a minimum és a maximumhelyeket adja meg. Azon hullámhosszértékeknél lesz szélsőérték, ahol a fázis a π egész számú többszöröse, azaz $\phi(\omega) = m \cdot \pi$ esetén. A kiértékelés során először is a felvett, majd normált interferogramról leolvassuk a maximumokhoz és minimumokhoz tartozó hullámhosszértékeket. Ezekhez a fázisukat úgy rendelhetjük hozzá, hogy az adott maximum illetve minimum sorszámát (ez a fentebb említett m -nek felel meg) π -vel szorozzuk. Ha tehát az így meghatározott fázisértékeket a leolvasott hullámhosszértékeknek megfelelő relatív körfrekvencia függvényében ábrázoljuk, és egy ötödrendű görbét illesztünk a kapott adatokra, akkor az illesztési paraméterekből adódnak a GDD, a TOD, FOD valamint a QOD értékei. Természetesen figyelembe kell venni, hogy az állandó fázisú pontnál a fázis menete előjelet vált, azaz az ezt követő pont is ugyanolyan fázisértékű lesz, mint az állandó fázisú pontot megelőző, valamint hogy ettől kezdve a fázisértékek nőnek – a kapott görbe átfordul. Pontosan ez látszik a 4. ábrán, ahol kék szaggatott vonallal az illesztett görbe látható.



4. ábra Spektrális interferogram minimum-maximum módszeres kiértékelésével kapott fázisfüggvény

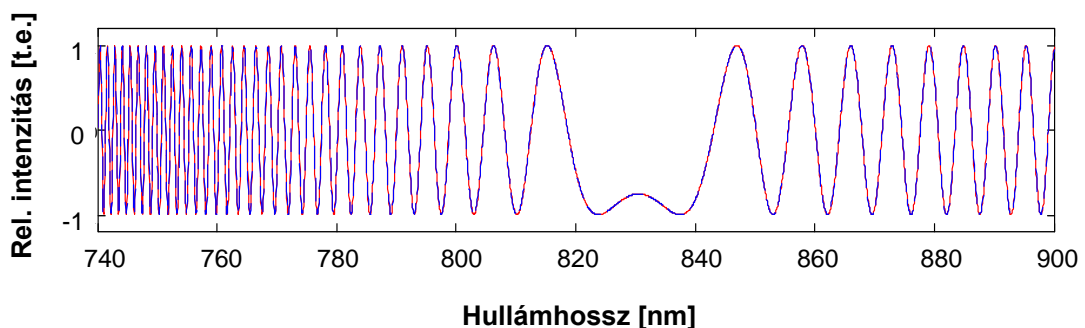
E módszer volt a spektrális interferometria 1900 körüli születésétől kezdve a számítógépes kiértékelés elterjedéséig, azaz a 60-es évek végéig az egyetlen használható módszer, hiszen a fotolemezre felvett interferogram sötét csíkjaikat komparátorokkal pontosan le tudták olvasni. Aztán kissé feledésbe merült, ám nemrégiben sikerült ezt a módszert éppen optikai szálak diszperziójának méréséhez újra felfedezni [9]. Vegyük észre, hogy ennél a kiértékelési eljárásnál voltaképpen egyetlen interferogram felvétele is elegendő lenne a diszperzió pontos meghatározásához. A mérés pontossága növelhető sűrűbb csíkrendszer kialakításával, ha a referenciakar hosszának változtatásával növeljük a két kar közötti időbeli késleltetést. Minél szélesebb sávú fényforrást alkalmazunk, annál nagyobb tartományon tudjuk meghatározni a spektrális fázist, és így a diszperziós együtthatók mérési pontosságát növelni tudjuk. Ilyen esetekben azonban előtérbe kerül a módszer talán egyetlen hátránya, hogy igen nehézkes a minimumok, maximumok egyenkénti meghatározása, különösen, ha némi zajjal is terhelt a mérés.

I.3.4. Fázismodulált harmonikus függvény illesztése

Az előző fejezetekben ismertetett eljárásokkal szemben e módszer előnye a gyorsasága. A normált interferogramra egy fázismodulált ötödrendű koszinusz-függvényt illesztünk a következő séma szerint:

$$I_{\text{illesztett}} = u_1 + u_2 \cdot \cos(u_3 + u_4 \cdot \Delta\omega + u_5 \cdot \Delta\omega^2 + u_6 \cdot \Delta\omega^3 + u_7 \cdot \Delta\omega^4 + u_8 \cdot \Delta\omega^5). \quad (14)$$

A fenti képletben u_1, u_2, \dots, u_8 jelöli az illesztett paramétereket, melyeket ha meghatároztunk, akkor ezek konstansszorosai adják a GDD, a TOD, FOD és a QOD értékeket. Az 5. ábrán pirossal a normált interferogramot, szaggatott kék vonallal pedig az illesztett görbét jelöltem.



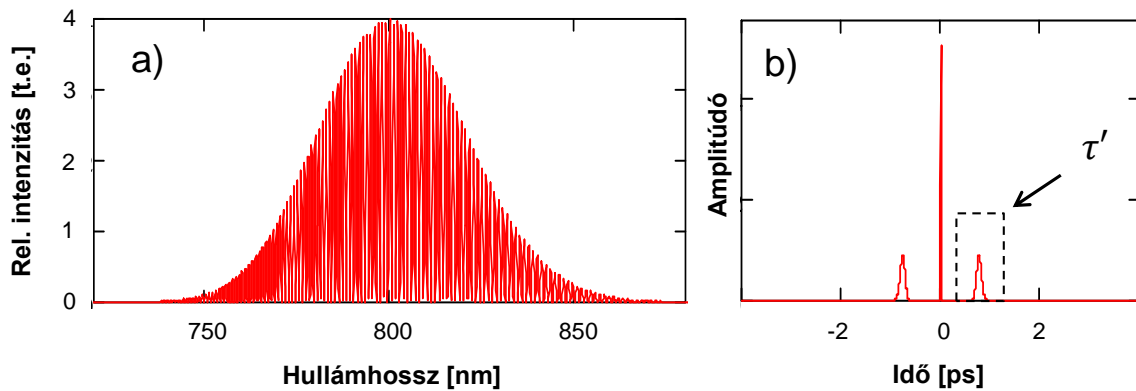
5. ábra Fázismodulált harmonikus függvény illesztése spektrális interferogramra

A módszer hátránya, hogy ha túl sűrűvé válik a csíkrendszer, akkor a spektrométer optikai elemei által meghatározott véges felbontóképesség és a detektor pixeleinek véges mérete miatt a csíkrendszer el kezd kiátlagolódni, ami a csíkrendszer láthatóságának csökkenéséhez vezet. Ebben az esetben az illesztőprogram által szolgáltatott eredmények kezdenek egyre pontatlanabbá válni, mivel a jel a vizsgált hullámhossztartomány mentén nem állandó amplitúdójú. Ilyenkor lassúsága ellenére az előbbi fejezetben ismertetett módszer válik megbízhatóbbá.

I.3.5. Fourier-transzformációs kiértékelési módszer

Ebben a fejezetben az üvegek diszperziójának meghatározására már széles körben használt Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárást [28] ismertetem. Bemutatom, hogyan határozhatjuk meg a (9) alatt definiált spektrális intenzitásból a tárgykarba helyezett minta fázistolását.

A módszer alapkövetelménye a sűrű csíkrendszer (6.a ábra), azaz a viszonylag nagy, pikoszekundumos nagyságrendbe eső időbeli késleltetés. Először is a (9) egyenlet



6. ábra (a) Szimulált spektrális interferogram és (b) Fourier-transzformáltja

interferenciát kifejező tagját az Euler-képletek alkalmazásával átírjuk, majd a felvett interferogramon, pontosabban a spektrális intenzitáseloszláson végrehajtunk egy Fourier-transzformációt:

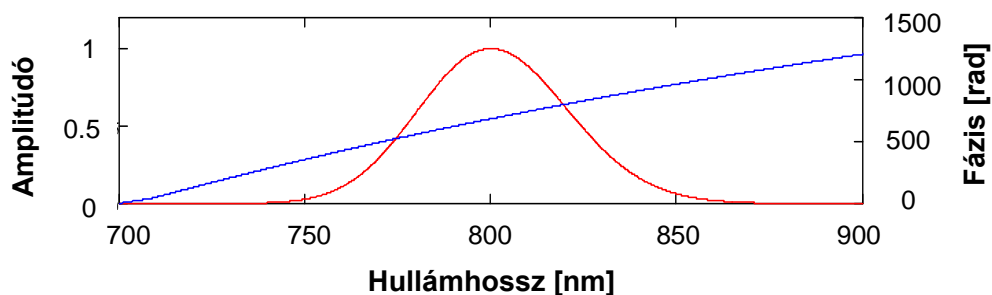
$$\mathcal{F}\{I(\omega)\} = \mathcal{F}\{I_r(\omega)\} + \mathcal{F}\{I_t(\omega)\} + \mathcal{F}\{\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_t(\omega)} \cdot (e^{i\phi(\omega)} + e^{-i\phi(\omega)})\}. \quad (15)$$

Ekkor az eredményül kapott $I(t)$ függvény négy tagja

$$I(t) = I_r(t) + I_t(t) + I_{int}(t - \tau') + I_{int}(t + \tau'), \quad (16)$$

voltaképpen három részre osztható (6.b ábra). A referencia- valamint a tárgykarból érkező impulzusok ($I_r(\omega)$ és $I_t(\omega)$) spektrális intenzitása ω -ban lassan változó függvény, így a megfelelő Fourier-transzformáltjaik ($I_r(t)$ és $I_t(t)$) a $t = 0$ körüli tartományban jelennek meg. Ezzel szemben a (15) összefüggés jobb oldali harmadik tagja, mely a vizsgálandó fázisfüggvényt tartalmazza, ω -ban gyorsan változó függvény, így az $I_{int}(t - \tau')$ és az $I_{int}(t + \tau')$ Fourier-transzformáltjai a $\tau' = \tau + d\varphi/d\omega$ illetve a $-\tau'$ időpontok környezetében találhatók. A τ' a tárgy- illetve a referenciakarból érkező két impulzus közötti időbeli késést jelöli. Ez két részből tevődik össze, egyrészt a két kar geometriai útkülönbségéből származó τ időkésésből, másrészt a $d\varphi/d\omega$, azaz a diszperzív mintán áthaladáskor fellépő időkésésből. Ez esetben a két $t = 0$ -ra szimmetrikus csúcs megjelenésének oka, hogy a Fourier-transzformáció valós függvényen történt.

A kapott Fourier-transzformáltak közül a pozitív τ' -höz tartozót kivágjuk, majd visszatranszformáljuk a frekvenciatartományba. Ekkor a visszatranszformált függvény argumentumából kinyerhető fázis-relatív körfrekvencia függvényből egy megfelelő polinomillesztéssel megkaphatjuk a vizsgált mintára jellemző fázisderiváltak értékeit. Végül a spektrum és a fázisgörbe (7. ábra) (vagy a fázisderiváltakból számolt fázisfüggvény) felhasználásával egy újabb Fourier-transzformáció segítségével az impulzusalakot is meg tudjuk határozni.



7. ábra A szimulált spektrum és a kapott fázisfüggvény

Látható, hogy ez a kiértékelési eljárás meglehetősen időigényes. Emellett meg kell jegyeznünk, hogy a spektrális fázisfüggvény és így az impulzusalak kis mértékben függ az említett időtartománybeli szűrésnél alkalmazott ablakszélességtől.

I.3.6. Fényimpulzus időbeli alakjának meghatározása egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel

Ebben a fejezetben a hagyományos Fourier-transzformáció korábban említett hibáinak kiküszöbölésére javasolt [29] egyszerűsített, szintén a Fourier-transzformáción alapuló módszert mutatom be. Ehhez a Fourier-transzformáció elvégzése előtt a spektrális interferogramot el kell osztani a referencia impulzus intenzitás spektrumával, azaz $2\sqrt{I_r(\omega)}$ – val. A korábbi (15) összefüggés így a következőképpen módosul:

$$\mathcal{F}\left\{\frac{I(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} = \mathcal{F}\left\{\frac{I_r(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\left\{\frac{I_t(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\{\sqrt{I_t(\omega)} \cdot \cos(\phi(\omega))\}. \quad (17)$$

Ha továbbra is feltesszük, hogy a referenciakarban nincs diszperzív optikai elem, és a referencia impulzus transzformlimitált, azaz a két kar közötti fáziskülönbség

$$\phi(\omega) = \varphi(\omega) + \omega\tau \quad (18)$$

alakú, akkor a (17) kifejezésben szereplő utolsó tag éppen a tárgyimpulzus időbeli alakját adja meg:

$$\mathcal{F}\left\{\frac{I(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} = \mathcal{F}\left\{\frac{I_r(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\left\{\frac{I_t(\omega)}{2\sqrt{I_r(\omega)}}\right\} + \mathcal{F}\{\sqrt{I_t(\omega)} \cdot \cos(\varphi(\omega) + \omega\tau)\}. \quad (19)$$

Tekintve, hogy a (19) egyenlet jobb oldalán szereplő első két tag a spektrális tartományban lassan változó függvény, így a harmadik tag, azaz a tárgyimpulzus az időtartományban jól elkülönül ezektől. Az elkülönülés mértéke függ attól, hogy a két kar hossza között mekkora különbséget, azaz mekkora τ késleltetést állítunk elő.

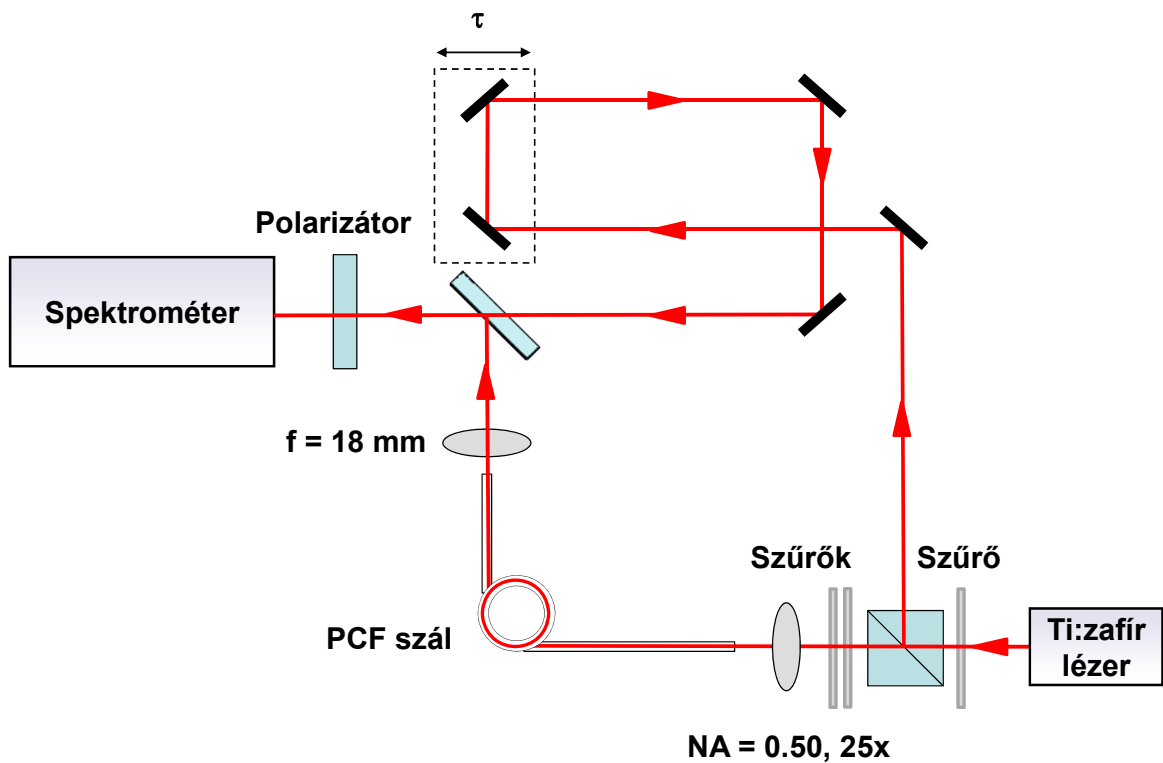
II. CÉLKITŰZÉS

- Megvizsgálom, hogy a fotonikus szálak spektrális fázisfüggvénye a spektrálisan bontott interferogramok állandó fázisú pont, minimum-maximum, koszinusz-függvény illesztés, vagy a Fourier-transzformációs eljárás alapján kiértékelésével határozható meg pontosabban.
- Megvizsgálom, hogy a módusdiszperzió értéke egyértelműen meghatározható-e az interferogram Fourier-transzformáltjából.
- Az egyszerűsített Fourier-transzformációs módszerrel meghatározom az optikai szálból kilépő, majd lefókuszált impulzusok idő- és térbeli alakját.

III. EREDMÉNYEK

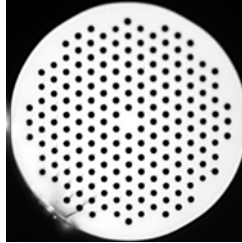
III.1. Kísérleti elrendezés

A kísérleti elrendezés egy Ti:zafír lézerrel kivilágított Mach-Zehnder interferométerből és egy spektrométerből (Ocean Optics HR4000) állt. (5. ábra). A spektrométerrel a 710-895 nm hullámhossztartomány volt vizsgálható, a felbontóképessége pedig 0,15 nm volt. A lézerimpulzus központi hullámhossza 800 nm, időbeli félértékszélessége 20 fs volt. A 37 cm hosszú fotonikus szál az interferométer tárgykarjába helyeztem. A szálba való befókuszálás egy 0,5 numerikus apertúrájú, 25-szeres nagyítású mikroszkóp objektív segítségével történt, a kicsatoláshoz pedig 18 mm fókusztávolságú lencsét használtam. Az elrendezés sematikus rajza a 8. ábrán látható. A szaggatott vonalakkal jelzett rész a referenciakar mozgatható része. A két impulzus egyesítéséhez nyalábosztó kocka helyett egy lemezt használtam, melynek elülső felületének reflexiós tényezője kb. 50% volt a vizsgált hullámhossztartományon, a hátsó felülete pedig antireflexiós réteggel volt bevonva. Így kiküszöböltem azt a problémát, hogy a szálból érkező és már konvergáló nyaláb a kockán való áthaladáskor jelentős kromatikus aberrációt szedjen össze.



8. ábra Spektrálisan bontott Mach-Zehnder interferométer a PCF szállal

A vizsgált szál egy nagy móduskeresztmetszetű multimódusú fotonikus kristályszál volt. Egy ehhez hasonló geometriájú szál keresztmetszete látható a 9. ábrán. Az interferenciacsíkok láthatóságának növelésére egy polarizátort helyeztem a spektrométer elé.

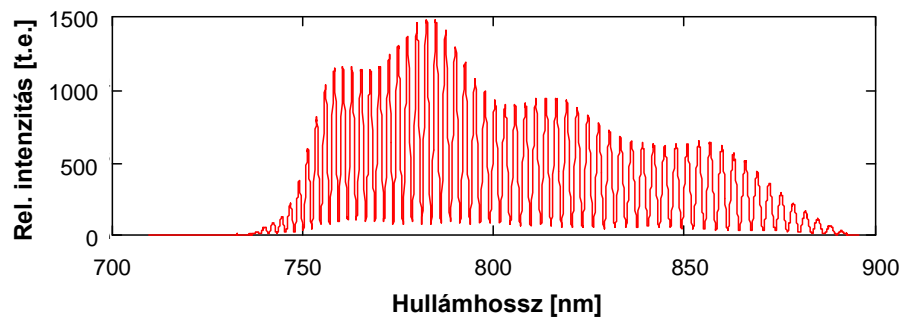


9. ábra Nagy móduskeresztmetszetű multimódusú fotonikus kristályszál elektronmikroszkópos képe [30]

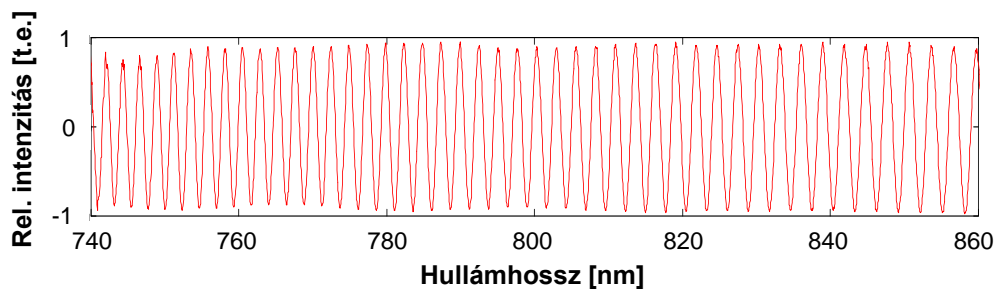
III.2. Spektrális interferogramok kiértékelése

III.2.1. Kromatikus diszperzió meghatározása

Elsőként megvizsgáltam, hogy az üres interferométer két karja között van-e diszperzióbeli különbség. Az üres interferométer esetén felvett spektrális interferogram a 10.a és a normált interferogram a 10.b ábrán látható.



(a)



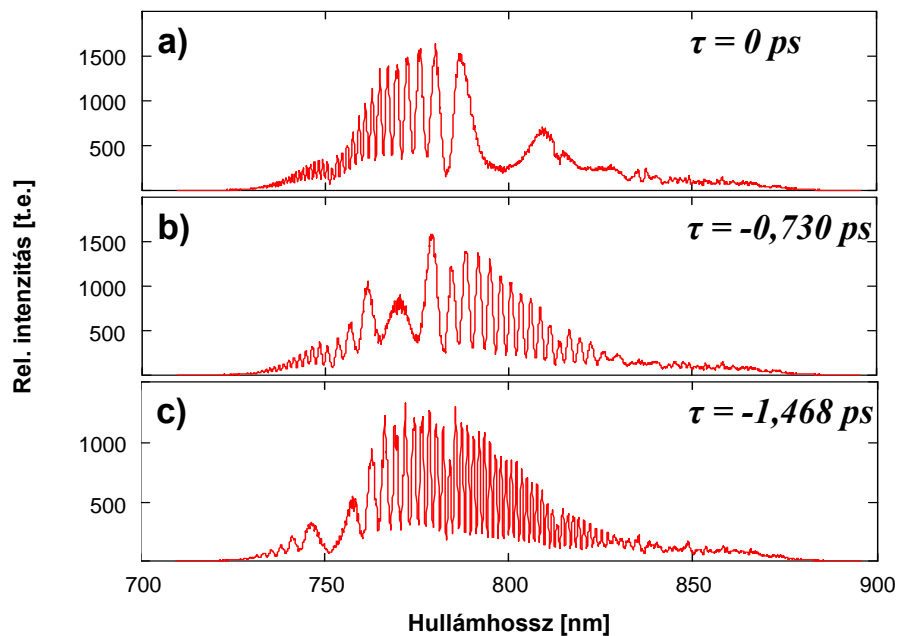
(b)

10. ábra (a) Üres interferométer spektrálisan bontott interferogramja normálás előtt és (b) után

Az ábrákon látható, hogy az interferenciamaximumok közötti távolság állandó, azaz az üres interferométerben nincs jelentős maradék diszperzió. Tekintettel arra, hogy némi diszperzió származhat a nyalábosztókockában használt ragasztó anyagtól, illetve a nyalábosztó lemez anyagától, mely anyagokban az FOD elhanyagolható, így a fázist csak harmadrendig adtam meg. Ebben az esetben a koszinusz-függvény illesztéses módszert használtam a diszperzió meghatározására. A felvett interferogramok kiértékelésével a GDD értéke $38,8 \pm 0,8 \text{ fs}^2$ -nek, a TOD-é $35,4 \pm 10 \text{ fs}^3$ -nek adódott. Megállapítható, hogy az üres interferométerben található diszperzív elemek okozta diszperzió sokkal kisebb az optikai szálban mérhető, ennél nagyságrendekkel nagyobb értékek mellett.

Ezután megmértem a mikroszkóp objektív és a kicsatoló lencse diszperziós együtthatóit, melyek együttes GDD értéke $1594 \pm 0,4 \text{ fs}^2$, TOD értéke pedig $1023 \pm 17 \text{ fs}^3$ volt. Tekintettel arra, hogy ezek az értékek valójában tartalmazzák az üres interferométer esetén mért maradék diszperziót is, így a szál diszperziójának vizsgálatakor a teljes rendszer fázisderiváltjaiból csak ezen értékeket kell levonni.

Végül behelyeztem a mérendő szálát a lencsék közé az interferométer tárgykarjában és különböző referenciakar hosszaknál több interferogramot is felvettem. Ezek közül három látható a 11. ábrán.

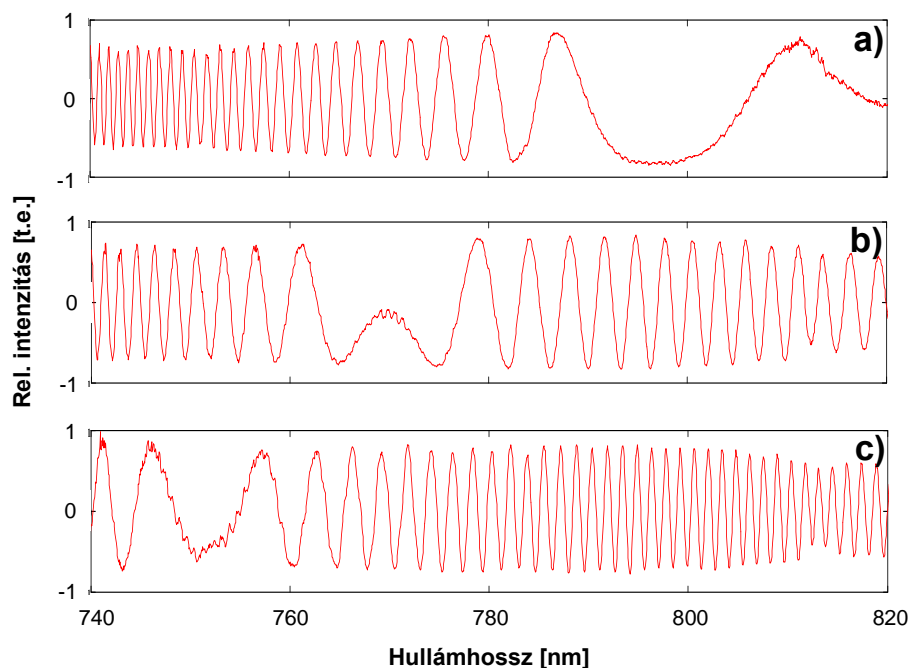


11. ábra A mikroszkóp objektív- fotonikus szál-lencse optikai rendszer mért spektrális interferogramjai különböző késleltetéseknél

A fenti ábrasorozaton megfigyelhető, hogy a karok közötti τ relatív késleltetés (vagyis referenciakar hosszának) növelésével a csíksűrűség változik. A 11.a ábra késleltetéséhez

viszonyítjuk a többi, azaz ezt a késleltetést tekintjük 0-nak. A 11.b és 11.c ábrákon látszik, hogy amennyiben a referenciakar hossza egyre nagyobb a tárgykaréhoz képest (ez negatív értékű késleltetésnek felel meg a (10) szerint), az állandó fázisú pont a kisebb hullámhosszak felé mozdul, amiből arra lehet következtetni, hogy a diszperzió előjele pozitív. Ez szemléletesen úgy fogalmazható meg, hogy az impulzus elején vannak a hosszabb hullámhosszú komponensek. Az is látszik, hogy az állandó fázisú pont két oldalán asszimmetrikusan történik az interferenciacsíkok sűrűsödése, amiből már lehet sejteni, hogy jelentős harmadrendű diszperzió lépett fel.

Amint arról már szó volt, a Fourier-transzformációs módszer kivételével a kiértékelésekhez először is normálni kell a felvett interferogramokat. Ezt a gyakorlatban úgy tehetjük meg, hogy a referenciakar minden vizsgált hosszánál felvesszük a tárgykar, a referenciakar, valamint e kettő interferenciájából származó intenzitáseloszlásokat, majd a (11) egyenletnek megfelelően elvégezzük a normálást. A 12. ábrán a fenti három spektrális interferogram normált változatát láthatjuk, pontosabban ezekből is azon tartományokat, melyek használhatók a kiértékeléshez.

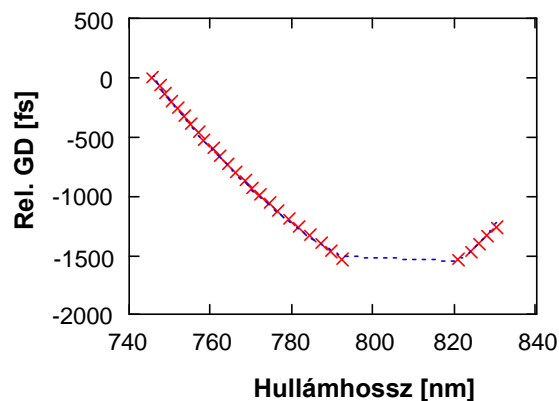


12. ábra A 11. ábrán szereplő interferogramok normált változata a használható tartományon megjelenítve

A normálás után következhet a kiértékelés valamely az I. fejezetben bemutatott módszerrel. Mind a felvett spektrumok megjelenítése, mind a feldolgoása és normálása MathCad14 programban készített munkalapok segítségével történt.

III.2.1.1. Kiértékelés az állandó fázisú pont módszerével

Az állandó fázisú pont módszerével történő kiértékelésnél először is meghatároztam az egyes karhosszkülönbségekhez tartozó relatív késleltetéseket. Ezt a referenciakar hosszának állítására szolgáló mikrométercsavar pozícióiból számoltam ki oly módon, hogy az első pozícióhoz tartozó értékhez a 0 késleltetést rendeltem. A különböző késleltetéseknél megfigyelhető állandó fázisú pontok helyét (hullámhosszát) leolvastam. A hullámhossz értékeket átszámoltam relatív körfrekvencia értékekre oly módon, hogy a vonatkoztatási hullámhossz a lézérimpulzus központi hullámhossza, azaz 800 nm volt. A mikrométercsavar pozíciókból számolt késleltetés értékeket a relatív körfrekvencia függvényében ábrázoltam, majd ezekre az értékekre egy negyedfokú polinomot illesztettem. Az illesztési paraméterekből a fázisderiváltakat ötödrendig meghatároztam. Bár az illesztés a körfrekvencia függvényében történik, arra való tekintettel, hogy az irodalomban rendszerint inkább a hullámhossz, mint a relatív körfrekvencia függvényében ábrázolják a relatív csoportkésleltetés értékeket, a 13. ábrán én is e szokást követtem. A piros keresztek jelölik a mért értékeket, míg a kék szaggatott vonal az illesztett görbe.

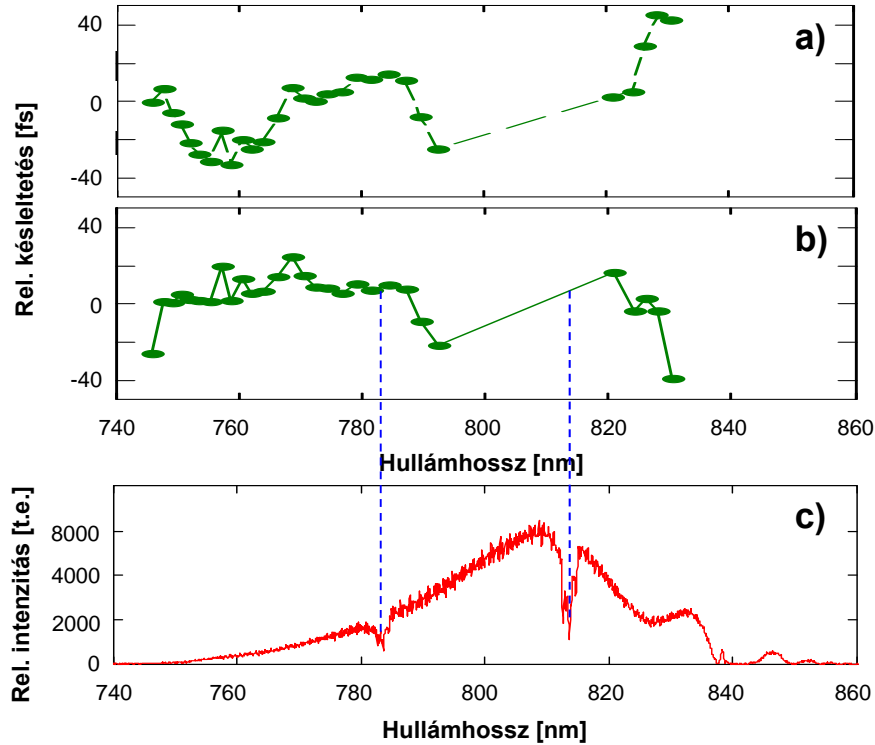


13. ábra Relatív csoportkésleltetés függvény a hullámhossz függvényében

Az állandó fázisú pont módszerének pontosságát vizsgálva, összehasonlítottam az illesztett és a mért relatív csoportkésleltetés függvény eltéréseit, egy harmad- (14.a ábra) és egy negyedrendű polinom illesztése (14.b ábra) esetén. Látszik, hogy bár mindkét esetben van eltérés, a negyedrendű polinom illesztése esetén némileg kisebb a hiba. Így elmondható, hogy már ennél a módszernél is indokolt az ötödrendű deriváltak meghatározása is.

Ha a 14.b ábrát összevetjük a tárgykarból érkező fényimpulzus spektrumával (14.c ábra), akkor észrevehetjük, hogy a csoportkésleltetés értékei a rezonanciahelyek közötti tartományban jelentősen eltérnek a rezonanciahelyeken kívül mért értékektől. A módszer

gyengébb idő- illetve frekvenciafelbontása miatt gyakorlatilag csak éppen észlelni lehetett az eltéréseket, de pontos értékekkel nem szolgált ezen a tartományon a csoportképletetés-függvényről. Valószínű, hogy a fázisderiváltak mérési pontosságát rontották a csoportképletetés-függvénynek a rezonanciahelyek környékén fellépő kiugró értékei.



14. ábra (a) Az állandó fázisú pont módszerével mért és a harmadfokú, valamint (b) negyedfokú polinom illesztéséből kapott csoportképletetés-függvények közötti eltérés. (c) A tárgykar spektruma [31]

Az előjelkorrekció, és a lencsék diszperzióinak levonása után ezzel a módszerrel a következő értékek adódtak a szál fázisderiváltjaira:

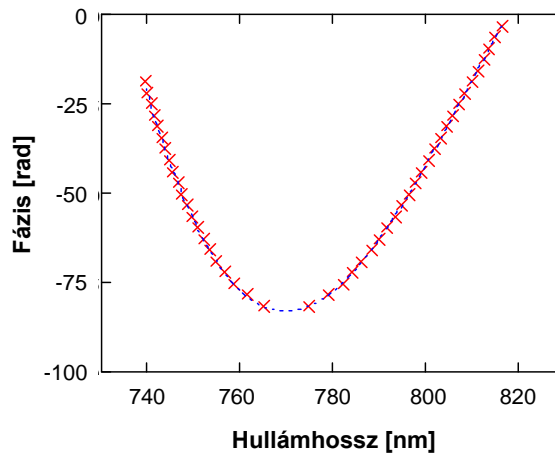
GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	QOD [fs ⁵]
2116 ± 260	1.32·10 ⁵ ± 4.5·10 ³	-1.94·10 ⁶ ± 3.4·10 ⁵	1.9·10 ⁷ ± 5.3·10 ⁶

1. táblázat A fotonikus szál diszperziós együtthatói az állandó fázisú pont módszerével meghatározva [31]

A hibák becsléséhez a leolvasás pontatlanságát vettük alapul. Így a GDD hibája 12%, a TOD-é 3,4%, a FOD-é 17,5%, a QOD-é pedig 28%.

III.2.1.2. Kiértékelés minimum-maximum módszerrel

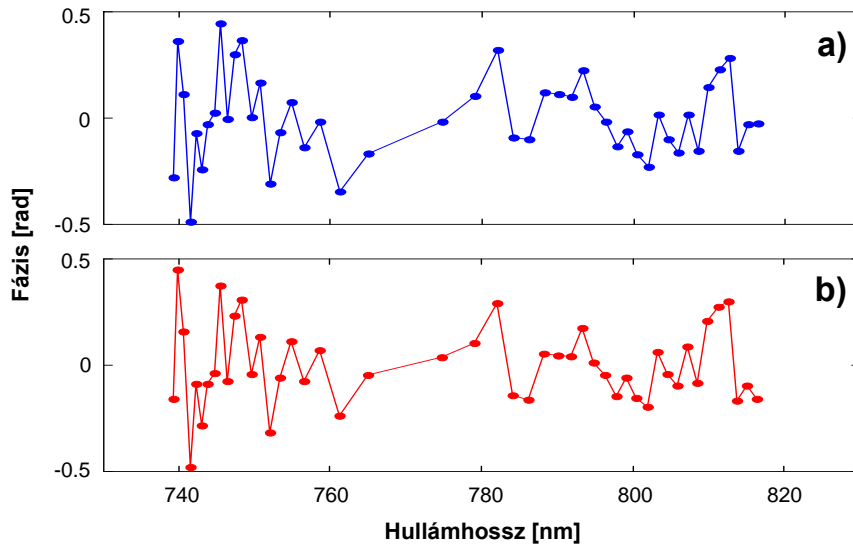
Az elméleti összefoglalóban leírtak szerint ennél a kiértékelési módszernél először is minden normált interferogram esetében leolvastam az intenzitásminimumok és -maximumok helyét. Ezekhez hozzárendeltem a megfelelő fázisértéket, melyeket a leolvasott helyzetük függvényében ábrázoltam. A kapott pontokra ötödrendű polinomot illeszttem, az illesztési paraméterek konstansszorzói megadták a mikroszkóp objektív- fotonikus szál- lencse, mint optikai rendszer diszperziós együtthatóinak értékeit. A referenciakar egy adott hosszánál kapott spektrális interferogram minimum-maximum módszeres kiértékelése a 15. ábrán látható.



15. ábra A mikroszkóp objektív- fotonikus szál- lencse optikai rendszer spektrális interferogramjának minimum-maximum módszeres kiértékelésével kapott fázisfüggvény

A fenti ábrákon piros keresztek jelölik a kapott pontokat, kék szaggatott vonallal pedig az illesztett ötödrendű polinom látszik. Fontos megjegyezni, hogy mivel ezzel a módszerrel sem határozható meg az előjel, így a kapott diszperziós értékeket korrigálni kellett előjel szempontjából. Ezt könnyen megtehetjük az állandó fázisú pont viselkedésének vizsgálatával. A szál diszperziójának meghatározásához ez esetben is le kell vonni a két lencse diszperziós együtthatóinak korábban mért értékeit.

Ez esetben is összehasonlítottam a negyed- és az ötödrendű polinom illesztésével kapott eredményeket. Ehhez megvizsgáltam az illesztett és a mért fázisgörbe eltéréseit ebben a két esetben. Amint az látható, hogy a hiba a negyed- (16.a ábra) és az ötödrendű (16.b ábra) esetben egyaránt jelentős, így levonható az a következtetés, hogy a minimum-maximum módszer a magasabb rendű kromatikus diszperzió kimutatására kevésbé alkalmas.



16. ábra (a) A minimum-maximum módszerrel mért és a negyedfokú, valamint (b) ötödfokú polinom illesztéséből kapott fázisfüggvények közötti eltérés

A minimum-maximum módszerrel való kiértékelés szerint a szál diszperziós együtthatói a következőképpen alakultak:

GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	QOD [fs ⁵]
1980 ± 192	1.17·10 ⁵ ± 1.9·10 ⁴	-1.27·10 ⁶ ± 3.1·10 ⁵	1.06·10 ⁷ ± 5.2·10 ⁶

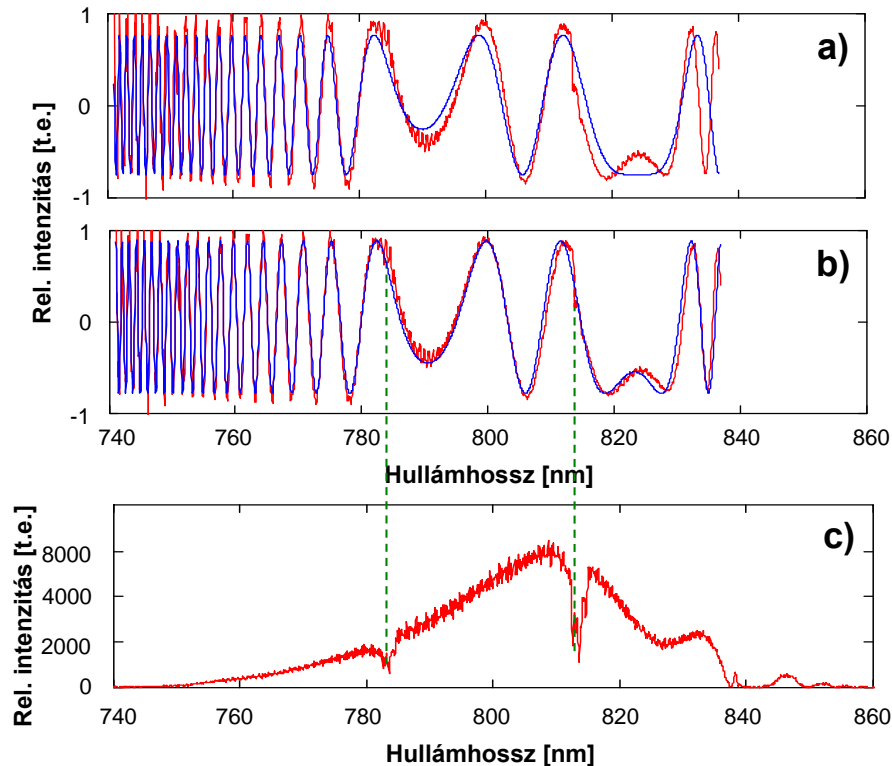
2. táblázat A fotonikus szál diszperziós együtthatói a minimum-maximum módszerrel meghatározva

Látszik, hogy a fázisderiváltak értékei jelentős szórással bírnak. A GDD értékek szórása 9,7%, a TOD esetén körülbelül 16,2 %, a FOD esetén 24%, ám a legszignifikánsabb a QOD értékekben megfigyelhető csaknem 50%-os hiba. Megállapítottam azonban, hogy csak bizonyos késleltetések esetén kapunk jelentős eltéréseket, amelyek behozzák ezt a viszonylag nagy szórást a mérési adatokba. Az eljárás hátránya, hogy nagyon lassú, hiszen az interferogramokat egyenként kell kiértékelni. Ha zajosabb a mérés, a szélsőértékek pontos leolvasása nehezebb, így pontatlanabb lehet a kiértékelés.

III.2.1.3. Kiértékelés fázismodulált harmonikus függvény illesztésével

Ahogy arról már szó esett, a fázismodulált harmonikus függvény illesztésével történő kiértékelés a leggyorsabb megoldás. A kiértékelés során első közelítésben megadhatunk illesztési paramétereket, melyek segítségével a szoftver könnyebben rátalál a legjobb illeszkedést biztosító értékekre. A korábbi kiértékelési eljárásokhoz hasonlóan ennél a módszernél is indokolt az ötödrendű függvény illesztése, és ezáltal az ötödrendű kromatikus

diszperzió meghatározása. Ennek szemléltetéséül szolgál a 17.a ábrán a referenciakar egy adott hosszánál felvett normált spektrális interferogram és a ráillesztett negyedrendű, a 17.b ábrán pedig ugyanezre az interferogramra illesztett ötödrendű koszinusz-függvény. Mindkét ábrán piros görbével jelöltem a kivágott sormetszetet, kékkel pedig a szoftver által meghatározott illesztési paraméterekből adódó görbét.



17. ábra A mikroszkóp objektív- fotonikus szál- lencse optikai rendszer normált spektrális interferogramja az illesztett (a) negyedrendű és (b) ötödrendű koszinusz-függvénnyel, és (c) a tárgykar spektruma [31]

Megfigyelhető, hogy ez a módszer is érzékeny a magasabb rendű fázisderiváltakra, mivel ötödrendű fázisfüggvényt feltételezve az illesztett görbe a két egymás mellett lévő állandó fázisú pontnál is viszonylag jól követi a mért értékeket. Negyedfokú polinomot használva ennél jelentősen rosszabb illeszkedést kaptam. A módszer egyik hátránya, hogy az ábrán látható jó illeszkedést csak úgy tudtam elérni, hogy hosszasan próbálkoztam a MathCad programban megírt függvényillesztés megfelelő kezdőértékeinek a megtalálásával. Ha a mért és az illesztett görbe közötti eltérés hullámhosszfüggését a tárgykar spektrumával összehasonlítjuk (17.c ábra), látszik, hogy a rezonanciahelyeknél még az ötödrendnél is észrevehető jelentősebb eltérés. Ennek az oka, hogy ezen hullámhossztartományokon a spektrális fázisfüggvényben fázisugrások lépnek fel, amit a koszinusz-függvény illesztésén

alapuló módszer nem tud lekövetni. Ez nyilván a diszperziós együtthatók meghatározásában is okoz némi bizonytalanságot.

Fontos továbbá megjegyezni, hogy ennél a módszernél is fellép az előjel-bizonytalanság, ugyanis a koszinusz-függvény páros függvény, így az együtthatók teljes előjelváltására is ugyanazt a függvényalakot adja. Ezért itt is az állandó fázisú pont segítségével kell megszüntetni az előjelbeli bizonytalanságot. A módszer egyik hátránya, hogy sűrűbb csíkrendszer esetén a detektor véges felbontóképességéből adódóan a csíkrendszer kiátlagolódik, a láthatósága csökken bizonyos hullámhossztartományokon, és ezáltal az illesztőprogram is pontatlanabb eredményeket ad.

Harmonikus függvény illesztésével a következő értékeket kaptam a szál diszperziós konstansaira a lencsék diszperziójának levonása után:

GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	QOD[fs ⁵]
2086 ± 45	1.27·10 ⁵ ± 3.1·10 ³	-1.94·10 ⁶ ± 3.4·10 ⁵	2.1·10 ⁷ ± 1.5·10 ⁶

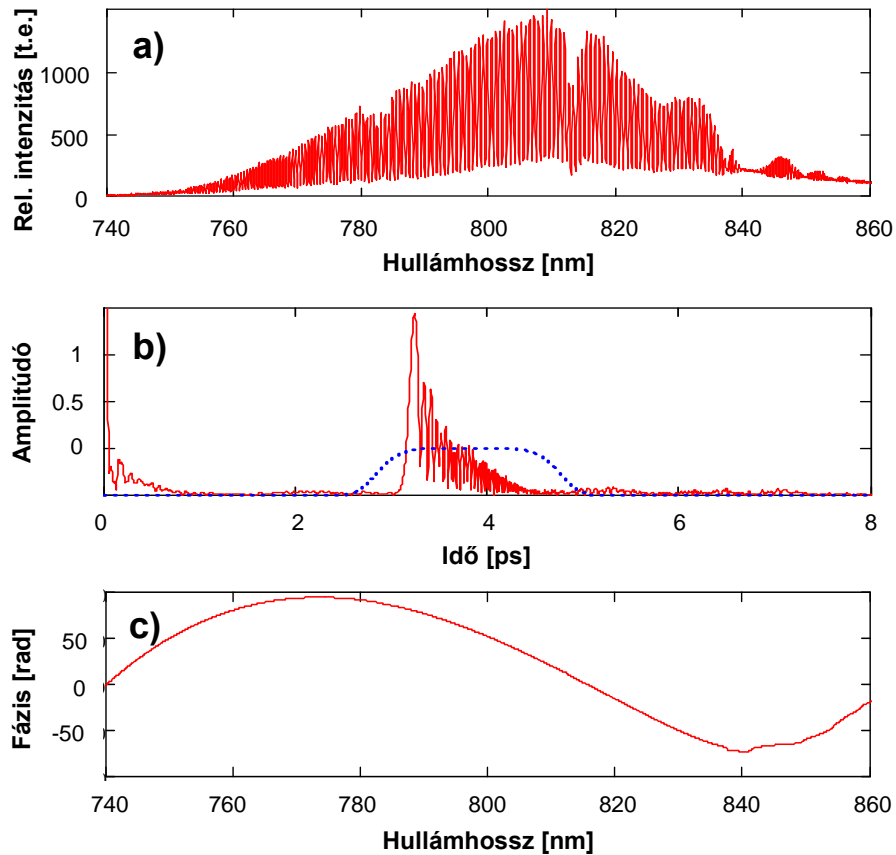
3. táblázat A fotonikus szál diszperziós együtthatói harmonikus függvényillesztés módszerével meghatározva [31]

A szórások a következőképpen alakultak: a GDD szórása 2% körül alakult, a TOD-é 2,4%-os a FOD-é 17,5%, a QOD hibája pedig 7%. A pontatlanságért felelős tényező lehet az egyes karhosszaknál tapasztalt sűrű csíkrendszer.

III.2.1.4. Kiértékelés Fourier-transzformációs módszerrel

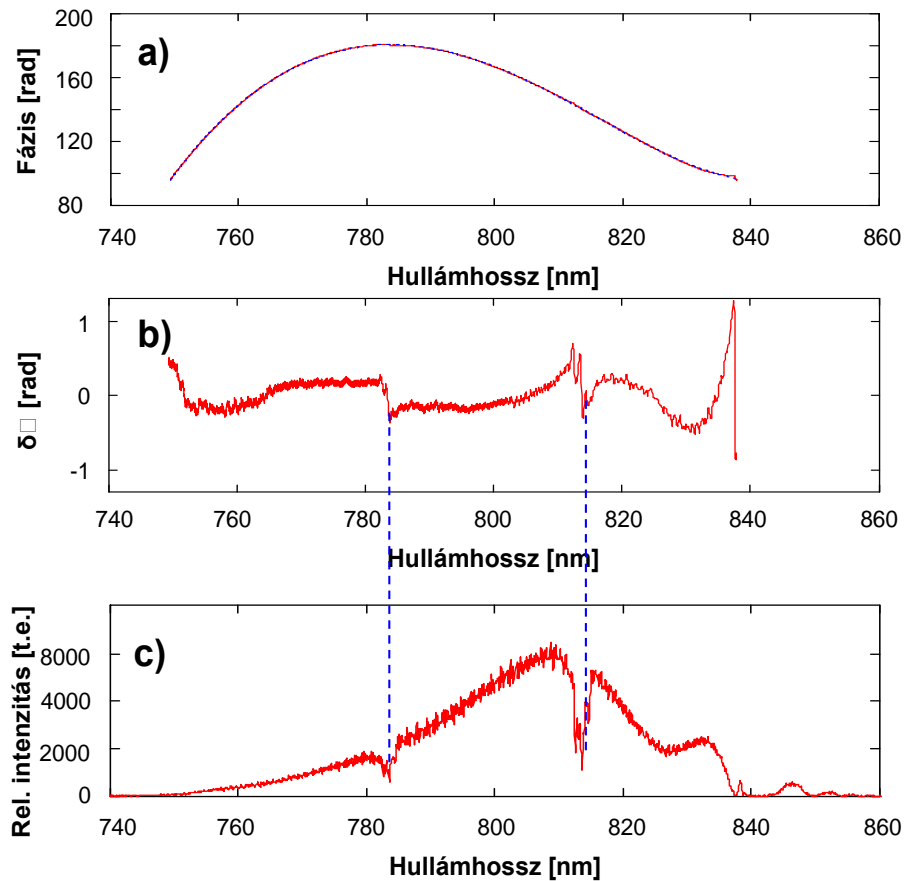
A különböző késleltetéseknél felvett interferogramok kiértékelése a korábban, az I.3.5. fejezetben ismertett módszer felhasználásával történt. Az interferogramok feldolgozását a 18. és 19. ábrák sorozatával mutatom be.

A 18.a ábrán látható az interferométer kimenetén elhelyezett spektrométerrel kapott interferogram. A kiértékelés első lépéseként előállítottam az interferogram Fourier-transzformáltját (18.b ábra). Ezután a pozitív késleltetési tartományban megjelenő tagot kivágtam, és az inverz Fourier-transzformáció elvégzésével visszatranszformáltam a frekvencia tartományba. Az így kapott függvény argumentumából a fázis–relatív körfrekvencia összefüggése megkapható. A 18.c ábrán ennek megfelelően látható a fázis–hullámhossz grafikon, pontosabban az ebből a lineáris fázistag levonásával nyert görbe. A lineáris tag kivonásával könnyen észrevehető a harmadrendű kromatikus diszperzió jelenléte, amire a függvény hullámzása utal.



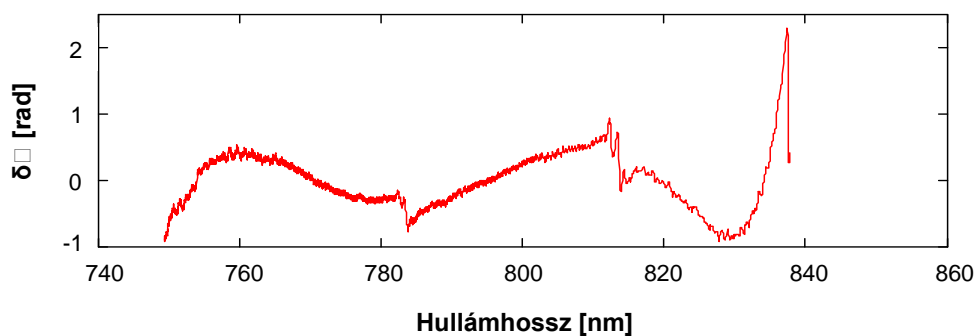
18. ábra (a) Felvett interferogram és (b) Fourier-transzformáltja. (c) Fázisfüggvény a lineáris tag levonása után

A kapott spektrális fázisfüggvénynek a hullámhossztartomány széleihez tartozó részeit kivágtam (19.a ábra), és a fázisfüggvényre egy ötödrendű polinomot illesztettem, így a szál fázisderiváltjait ötödrendig meghatároztam. Az alkalmazott Fourier-transzformációs kiértékelési módszer pontosságát ellenőrizhetjük, ha a fázisfüggvény és a ráillesztett polinomfüggvény eltérését megvizsgáljuk. A 19.b ábráról jól látható, hogy bár van némi eltérés a két görbe között, ez a különbség igen csekély, és csupán a széleken szignifikáns. Ha az eltérést bemutató görbét közelebbről megfigyeljük, észrevehetünk ugrásokat a fázisban. A tárgykarból, azaz a szálból kijövő spektrumban a szál magjának anyagára jellemző rezonanciák figyelhetők meg (19.c ábra). Ha a 19.b és c ábrákat összehasonlítjuk, észrevehetjük, hogy a fázisugrások éppen a rezonanciahelyek környezetében jelentkeznek. Kijelenthetjük tehát, hogy a Fourier-transzformáción alapuló eljárás igen pontos, és érzékeny módszer, mely még az esetleges fázisugrások detektálására is alkalmas.



19. ábra (a) Fázisfüggvény az illesztett ötödrendű görbével, (b) mért és az ötödfokú polinom illesztéséből kapott fázisfüggvények közötti eltérés és (c) tárgykar spektruma

A Fourier-transzformációs módszer alkalmazása esetén is könnyen belátható az ötödrendű polinom illesztésének szükségessége. Megfigyeltem, hogy ha csak negyedrendű az illesztett polinom, akkor az illesztett és a mért fázisgörbe eltérése sokkal jelentősebb. Ez látható az alábbi 20. ábrán. Ha ezt összehasonlítjuk a 19.b ábrával, könnyen észrevehetjük, hogy az utóbbi esetben kisebb az illesztéshiba.



20. ábra A Fourier-transzformációval kapott fázisfüggvény és a ráillesztett negyedrendű polinomfüggvény eltérése

A Fourier-transzformációs kiértékeléssel kapott fázisderiváltak a lencsék diszperziójának levonása után a 4. táblázatban láthatók.

GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	QOD [fs ⁵]
2076 ± 30	1.24·10 ⁵ ± 2.3·10 ³	-1.89·10 ⁶ ± 6.0·10 ⁴	2.2·10 ⁷ ± 1.3·10 ⁶

4. táblázat A fotonikus szál diszperziós együtthatói Fourier-módszerével meghatározva [31]

A diszperziós koeficiensek szórásait megvizsgálva látszik, hogy a GDD hibája 1,4%, a TOD-é 1,8%, a FOD-é 3,2%, míg a QOD értékeinek szórása 6% körül alakult.

III.2.1.5. Kiértékelés módszerek összehasonlítása

A minimum-maximum (Min-max), az állandó fázisú pont (SPP), a koszinusz-függvény (Cos) illesztés és a Fourier-transzformációs módszerrel (Fourier) kapott diszperziós együtthatókat az 5. táblázatban foglaltam össze.

	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	QOD [fs ⁵]
SPP	2116 ± 260	1.32·10 ⁵ ± 4.5·10 ³	-1.94·10 ⁶ ± 3.4·10 ⁵	1.9·10 ⁷ ± 5.3·10 ⁶
Min-max	1980 ± 192	1.17·10 ⁵ ± 1.9·10 ⁴	-1.27·10 ⁶ ± 3.1·10 ⁵	1.06·10 ⁷ ± 5.2·10 ⁶
Cos	2086 ± 45	1.27·10 ⁵ ± 3.1·10 ³	-1.94·10 ⁶ ± 3.4·10 ⁵	2.1·10 ⁷ ± 1.5·10 ⁶
Fourier	2076 ± 30	1.24·10 ⁵ ± 2.3·10 ³	-1.89·10 ⁶ ± 6.0·10 ⁴	2.2·10 ⁷ ± 1.3·10 ⁶

5. táblázat A fotonikus kristálysál diszperziós együtthatói a négy kiértékelési módszerrel

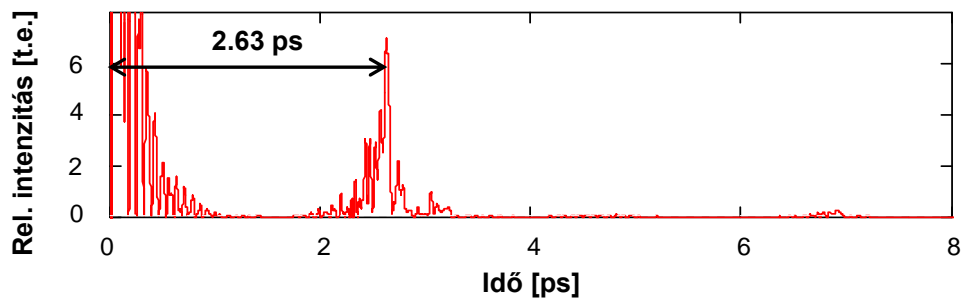
Amint az értékekből látszik, a Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárás adja a legnagyobb pontosságot. Összefoglalva tehát elmondható, hogy az 1 méternél rövidebb fotonikus kristálysálak diszperziós együtthatóinak mérésére a Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési eljárás a legjobb módszer, hiszen pontosabb a többinél, érzékeny és képes kimutatni a rezonanciák okozta fázisugrásokat, valamint könnyen automatizálható mérést tesz lehetővé [31, 32].

III.2.2. Módusdiszperzió meghatározása

Amint arról az I.1.3. fejezetben szó volt, ha az optikai szál multimódusú, akkor számolni kell a módusdiszperzió hatásaival is. A hagyományos multimódusú szálakkal ellentétben, melyek mindig multimódusú vezetést valósítanak meg, az esetünkben vizsgált

nagy móduskeresztmetszetű fotonikus kristályszál a becsatolástól függően működhet egy, illetve többmódusú szálként is. Vizsgáljuk meg először, hogy mi történik, ha a tárgykarból, azaz a szálból például két impulzus lép ki.

Ha a tárgykarban két módus, az alap- és egy magasabb rendű módus terjed, akkor könnyen meg tudjuk mérni a magasabb rendű módus időkéésését az alaplómódushoz képest, ha csak a tárgykarból jövö impulzusokat vezetjük a spektrométerbe, ahogy azt Nicholson és munkatársai is tették [15]. Ekkor a két impulzus interferál egymással a korábbi (9) összefüggés segítségével leírható módon. Ha az ekkor kapott spektrális interferogramot Fourier-transzformáljuk, akkor a pozitív késleltetésnél látható jel az alap- és a magasabb rendű módus interferenciatagjától származik (21. ábra). Ha leolvassuk a jel csúcsához tartozó időpontot, akkor megkapjuk, hogy mennyi az időkülönbség az alap- és a magasabb rendű módusokhoz tartozó fényimpulzusok között. Ebben az esetben a két impulzus időkülönbségére, azaz a módusdiszperzióra 2.63 ps adódott. Vegyük észre, hogy a kapott jelalak nem egyezik meg a magasabb rendű módushoz tartozó impulzus időbeli alakjával, azaz pusztán csak a jel időkééséséről hordoz hasznos információt.



21. ábra A tárgykarból érkező alap és egy magasabb rendű módus által létrehozott spektrális interferogram Fourier-transzformáltja

Ha a kapott eredményt részletesebb vizsgálat alá vetjük, észrevehetőek egészen kis amplitúdóval bíró jelek a nagyobb (pl. 7 ps körüli) késéseknél, melyek további magasabb rendű módusok jelenlétére utalnak. Ezen módusoktól származó jelek azonban annyira közel esnek a zajszinthez, hogy mostani tárgyalásban eltekinthetünk tőlük, hiszen minimális az az energia, amit hordoznak.

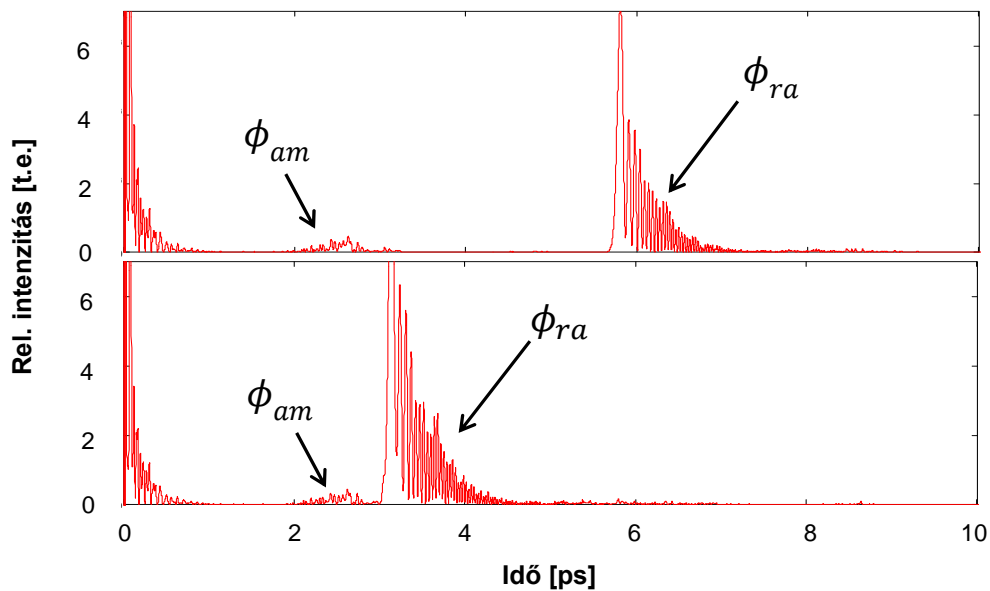
Megállapítottuk tehát, hogy az aktuális beállítás esetén a tárgykarból legalább két impulzus jön ki. Érdeemes megnézni, hogy mi történik, ha a referenciakarból jövö impulzussal interferál ez a kettő tárgyimpulzus. Ilyenkor az interferencia a következőképpen írható le:

$$I(\omega) = (E_r(t, \omega) + E_a(t, \omega) + E_m(t, \omega))(E_r(t, \omega) + E_a(t, \omega) + E_m(t, \omega))^* \quad (20)$$

A fenti képletben E_r a referencia impulzus, E_a az tárgykarból származó alpmódus, E_m pedig a magasabb rendű módus térerőssége. Ebből az interferogram intenzitása a következőképpen írható fel:

$$I(\omega) = I_r(\omega) + I_a(\omega) + I_m(\omega) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_a(\omega)} \cdot \cos(\phi_{ra}(\omega)) + 2\sqrt{I_r(\omega) \cdot I_m(\omega)} \cdot \cos(\phi_{rm}(\omega)) + 2\sqrt{I_a(\omega) \cdot I_m(\omega)} \cdot \cos(\phi_{am}(\omega)). \quad (21)$$

A (21) összefüggésből látható, hogy a szokásos kétimpulzusos interferenciával ellentétben itt nem egy, hanem három interferenciatag lép fel. Az egyenlet jobb oldalán szereplő negyedik tag a referencia impulzus és az alpmódus, az ötödik a referencia impulzus és a magasabb rendű módus, a hatodik pedig az alap- és a magasabb rendű módus interferenciájának eredménye. Ennek értelmében, ha a már ismertetett egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárással meghatározzuk az interferométer kimenetén impulzusalakot, három impulzust kell látnunk, melyek közül kettő elmozdul a késleltetés változtatásának hatására, egy pedig nem. Utóbbi az alap- és a magasabb rendű módus interferenciatagja, mely nem függ a referenciakar késleltetésétől, és valójában nem is egy valódi impulzuslak. A 22. ábrán látható két különböző késleltetésnél felvett interferogramból meghatározott impulzusalak.

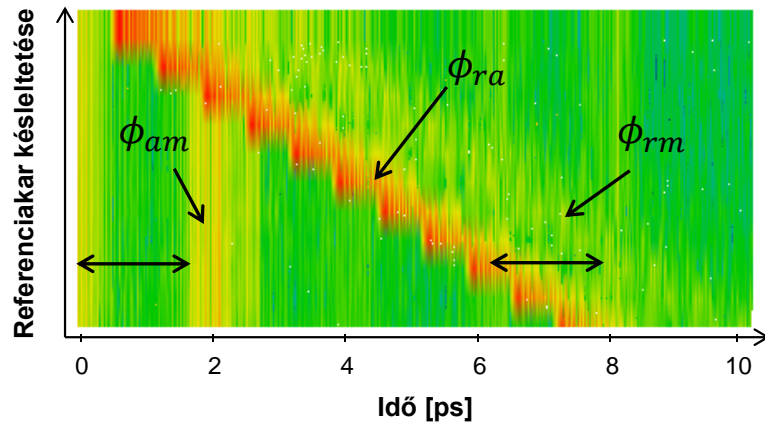


22. ábra Impulzusalakok különböző késleltetésekénél

Amint azt a nyilak is jelzik, a fenti ábrán csupán két jel figyelhető meg az 1 ps-nál nagyobb időtartományban. Könnyen belátható, hogy a legnagyobb intenzitáshoz tartozó jel a referencia impulzus és az alpmódus interferenciatagjából (ϕ_{ra}), számolt impulzusalak, ami a korábbi megállapításunknak megfelelően elmozdul a referenciakar késleltetésének változtatásával. A

második jel, ami mindkét ábrán ugyanott látható, azaz a késleltetéstől független, az alap- és a magasabb módus interferenciájának eredménye (ϕ_{am}). A harmadik, azaz a referencia impulzus és a magasabb rendű módus interferenciájából származó tag intenzitása feltehetően a zajszinttől kevésbé különböző, azért nem detektálható a felvett metszetek elemzésével.

Ha azonban a referenciakar különböző hosszainál felvett interferogramokat, illetve a számolt impulzusalakokat egy logaritmusos intenzitáskálájú ábrán tüntetjük fel, a harmadik impulzus is megfigyelhetővé válik. A 23. ábrán a korábbiaknak megfelelően szintén feltűnik a késleltetéstől független tag, a ϕ_{am} , valamint mindkét mozgó tag a ϕ_{ra} , és a ϕ_{rm} is. Utóbbi ez esetben már beazonosítható, hisz ugyanakkora időkülönbséggel követi az alaplómódot, mint amekkora a korábban már beazonosított másik interferenciataag késése ehhez képest.



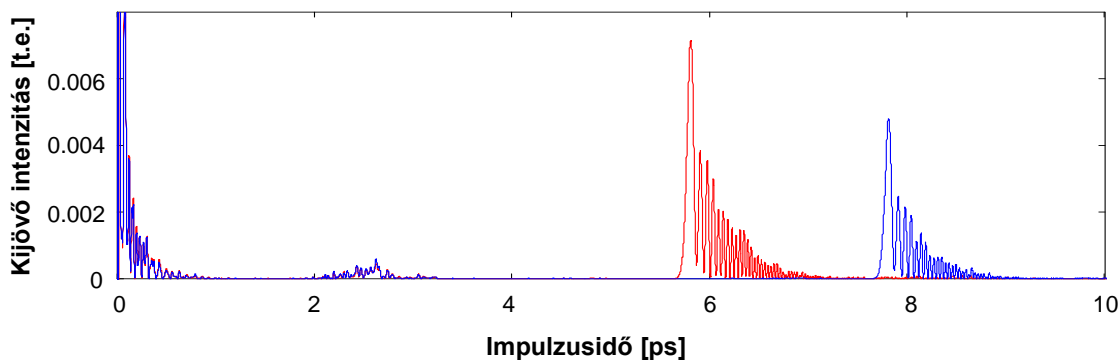
23. ábra Impulzusok mozgása a referenciakar hosszának változtatásával

III.3. Az alaplómódushoz tartozó impulzus idő- és térbeli alakja

A III.2.1.5. fejezetben a kromatikus diszperzió meghatározására alkalmazott hagyományos Fourier-transzformáción alapuló kiértékelési módszer pontossága leromlik, ha magasabb rendű módusok is vannak a tárgykarban. Ekkor ugyanis, ha az alap- és magasabb rendű módus interferenciatajaként megjelenő jel túl közel van az alaplómódus és a referencia impulzus interferenciájából származó impulzushoz (mint például a 22. ábra alsó részén), akkor a spektrális fázis, illetve a diszperziós koefficiensek nem határozhatók meg nagy pontossággal.

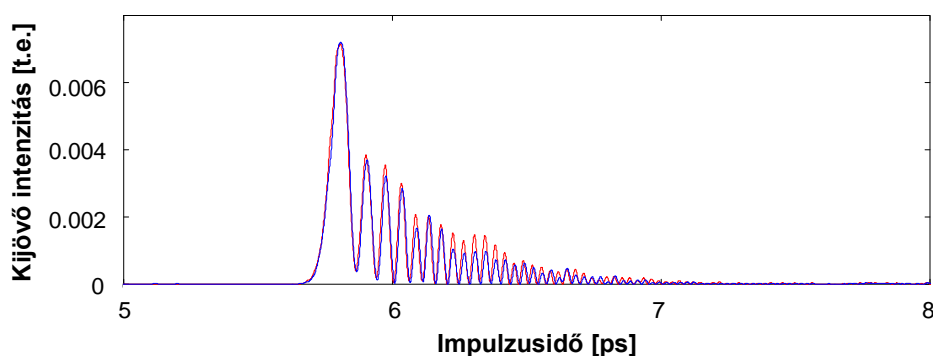
A vizsgált fotonikus kristálysál alkalmazhatóságának szempontjából a diszperziós együtthatók meghatározása önmagában nem elegendő, mindenképp fontos az időbeli impulzusalak ismerete is. E célra az előző fejezetben alkalmazott egyszerűsített Fourier-

transzformációs eljárás alkalmasnak bizonyult, sőt, amint az kiderült, az esetlegesen jelenlevő magasabb módusok detektálására is megfelelő. Érdekes azt is megvizsgálni, hogy mennyire reprodukálható az eredmény, vagyis a meghatározott impulzusalak. Ehhez megvizsgáltam két különböző késleltetéshez tartozó impulzusalakot (24. ábra). Az ábráról egyértelműen látszik, hogy az alap- és a magasabb rendű módus interferenciájának megfelelő impulzus mindkét késleltetés esetén ugyanott marad, és az alakja sem változik.



24. ábra Impulzusalakok különböző késleltetéseknél

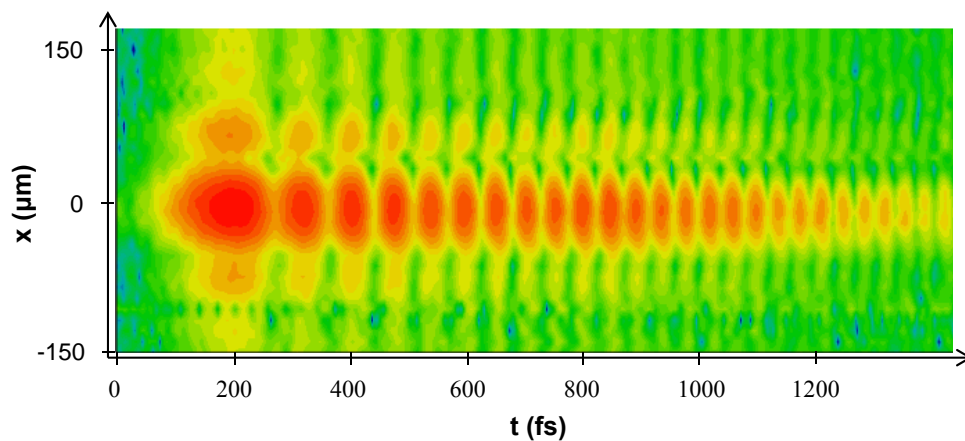
A 24. ábráról az is látszik, hogy az alaplómódus és a referencia impulzus interferenciájából adódó impulzusalakok amplitúdói eltérnek a két késleltetés esetén. Ennek az az oka, hogy a késleltetés növelésével a láthatóság lecsökkent a spektrométer véges felbontóképessége miatt. Ha azonban a kapott impulzusokat időben egymásra toljuk és a nagyobb késleltetéshez tartozó (az ábrán kék színnel jelölt) impulzus amplitúdóját megnöveljük, látszik, hogy szinte teljesen identikusak (25. ábra).



25. ábra Időben egymásra tolt, bár eredetileg különböző késleltetéséhez tartozó impulzusalakok

A szálak orvosi és egyéb területeken történő alkalmazásához nem elég, ha a lézernyaláb egy pontjában meghatározzuk az impulzus időbeli alakját, hanem szükséges, hogy

ezt a teljes keresztmetszet több pontjában is ismerjük. Bár egy pontban a hagyományos Fourier-transzformációs kiértékelés még nem olyan hosszadalmas, ha azonban a térben több tíz pontban akarjuk meghatározni az impulzus időbeli alakját, akkor már igencsak hosszúnak érezzük a kiértékeléshez szükséges időt. Ezért ebben az esetben célszerűnek látszik az egyszerűsített Fourier-transzformációs módszer alkalmazása. Ehhez méréseket végeztem a szál kimenetének az $f = 18$ mm-es lencsével előállított képén (26. ábra). Az ábrán egyrészt az látszik, hogy a fotonikus szál domináns harmadrendű diszperziójára jellemző impulzussorozat követi a főimpulzust, másrészt, keresztirányban nem Gauss-görbe, hanem $(\sin x/x)^2$ alakú az intenzitáseloszlás. Így mindkét oldalon láthatunk egy-egy mellékmaximumot is. Ennek oka valószínűleg az, hogy a kicsatoló lencse numerikus apertúrája kisebb a szálénál, így a nyaláb szélei diffraktálódnak a lencsebefogó peremén.



26. ábra A fotonikus szálból kilépő impulzus idő- és térbeli alakja [32]

Összegzésképp megállapíthatjuk, hogy ez az egyszerűsített Fourier-transzformációs kiértékelési eljárás alkalmas volt arra, hogy egy adott tengely mentén az impulzusnak nemcsak az időbeli, hanem a térbeli alakjáról is információt nyerjünk, jelentősen rövidebb idő alatt, mint ahogyan az a hagyományos Fourier-transzformációs módszerrel adódna. Fontos azonban kihangsúlyozni, hogy ennél az egyszerűsített módszernél is megjelennek azok a jelek, melyek nem csak egy impulzus időbeli alakját mutatják, hanem az előző fejezetben ismertetett módusok közötti interferenciát is. Ennek értelmében a kapott kép értelmezését nagyon körültekintően kell elvégezni.

IV. ÖSSZEFOGLALÁS

Dolgozatomban a spektrálisan bontott interferogramok kiértékelésre alkalmazott módszerek közül a négy legáltalánosabban használt eljárás - az állandó fázisú pont, a minimum-maximum, a koszinusz-függvény illesztéses módszer-, illetve a Fourier-transzformációs eljárás előnyeit és hátrányait vizsgáltam meg a fél méternél rövidebb fotonikus kristálysálak diszperziójának mérése szempontjából. Kísérletileg igazoltam, hogy a fent említett módszerek közül a Fourier-transzformációs eljárás szolgáltatja a legnagyobb pontossággal a diszperziós együtthatókat, egyedül ez a módszer alkalmas a vizsgált szál spektrumában fellépő rezonanciák okozta fázisugrások pontos detektálásra, és ezen módszer alkalmazásával az interferogramok kiértékelése könnyen automatizálható. Habár a minimum-maximum módszer kivételével mindegyik kiértékelési eljárás érzékenynek bizonyult a magasabb rendű fázisderiváltakra, a Fourier-transzformációs módszerrel sikerült a vizsgált fotonikus szál kromatikus diszperzióját jellemző együtthatókat a szakirodalomban szokásos harmadrend helyett ötödrendig is nagy pontossággal meghatároznom.

Mind elméletileg, mind kísérletileg megvizsgáltam, hogy a nem teljesen tökéletes becsatoláskor kialakuló magasabb rendű módus jelenlétében az egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárás során kapott jelalakok közül melyek szolgáltatják az alap illetve a magasabb rendű módushoz tartozó impulzusalakot. Ennek alapján meg tudtam mérni a szálban terjedő magasabb rendű módusnak az alaplómódushoz képesti időkéésését.

A szálak alkalmazásánál sok esetben fontos, hogy a szálból kilépő impulzus teljes keresztmetszetének minél több pontjában ismerjük az időbeli alakját. Az egyszerűsített Fourier-transzformációs eljárást alkalmazva, gyorsan és pontosan meg tudtam mérni a vizsgált fotonikus szálból kilépő, majd lefókuszált impulzus idő- és térbeli alakját.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] J. W. S. Rayleigh: *Phil. Mag* **26**, 256 (1888)
- [2] E. Yablonovitch: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987)
- [3] S. John: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987)
- [4] Takács S.: *Híradástechnika* **2**, 8 (2005)
- [5] P. St. J. Russell, G. J. Pearce: *Photonic Crystal Fibers in Handbook of Optics, Volume V*, (3rd Ed., McGraw-Hill, 2010)
- [6] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. Russell, D. M. Atkin: *Optics Letters* **21**, 1547 (1996)
- [7] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics* (2nd Ed., John Wiley and Sons, 2007)
- [8] J. Jasapara, Tsing Hua Her, R. Bise, R. Windeler, and D. J. DiGiovanni: *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1611 (2003)
- [9] J. Y. Lee, D. Y. Kim: *Opt. Express* **14**, 11608 (2006)
- [10] P. Hlubina, D. Ciprian, R. Chlebus: *Opt. Commun.* **281**, 4008 (2008)
- [11] G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, K.P. Hansen: *Opt. Express* **12**, 929 (2004)
- [12] Q. Ye, C. Xu, X. Liu, W. H. Knox, M. F. Yan, R. S. Windeler and B. Eggleton: *Appl. Opt.* **41**, 4467 (2002)
- [13] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev: *Optical Fiber Technology* **5**, 305 (1999)
- [14] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinister, B. J. Eggleton: *Opt. Lett.* **27**, 1977 (2002)
- [15] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, S. Ghalmi: *Opt. Express* **16**, 7233, (2008)
- [16] Zsigmond Sz.: *Híradástechnika* **2**, 11 (2006)
- [17] http://www.rp-photonics.com/waveguide_dispersion.html (Encyclopedia for Photonics and Laser Technology)
- [18] A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, 1986)
- [19] J-C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (2nd Ed., Elsevier, 2006)
- [20] J. Calatroni, J.C. Vienot: *Appl. Opt.* **20**, 2026 (1981)
- [21] C. Sainz, J.E. Calatroni, G. Tribillon: *Meas. Sci. Technol.* **1**, 356 (1990)
- [22] A.P. Kovács, K. Osvay, Z. Bor, R. Szipőcs: *Optics Letters* **20**, 788 (1995)
- [23] L. Lepetit and M. Joffre: *Opt. Lett.* **21**, 564 (1996)
- [24] D. Meshulach, D. Yelin, and Y. Silberberg: *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2095 (1997)

- [25] J. Jasapara and W. Rudolph: Opt. Lett. **24**, 777 (1999)
- [26] C. Sáinz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni: Opt. Commun. **111**, 632 (1994)
- [27] I. Wamsley, L. Waxer, Ch. Dorrer: Rev. Sci. Instrum **72**, 1 (2001)
- [28] C. Dorrer, N. Belabas, J-P. Likforman, M. Joffre, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1795 (2000)
- [29] K. Mecseki, A. P. Kovács 2010. *Monitoring of Residual Higher-Order Dispersion of Pulse Compression by Spectral Interferometry*, AIP Conference Proceedings **1228**, 251
- [30] <http://www.newport.com/Tutorial-Fiber-Optic-Basics/978863/1033/content.aspx>
- [31] A. P. Kovács, T. Grósz, M. Kiss 2011. *Measurement of Higher Order Dispersion in a Photonic Bandgap Fiber Using Spectral Interferometry*, LEI 2011 - Light at Extreme Intensities, Szeged, Hungary (2011), P12
- [32] T. Grósz, M. Kiss, A. P. Kovács, Dispersion Measurement of Photonic Crystal Fibers up to Fifth Order Using Spectral Interferometry, 5th EPS-QEOD Europhoton Conference, Stockholm, Sweden (2012) (elbírálás alatt)

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Elsősorban témavezetőmnek, Dr. Kovács Attilának tartozom köszönettel hasznos tanácsaiért, a dolgozat elkészítésében, a mérések kivitelezésében, valamint a kiértékelési módszerek megírásában nyújtott segítségéért és türelméért.

Köszönöm az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi lézertáborjában dolgozóknak, különösen Kiss Miklósnak és Börzsönyi Ádámnak, hogy a felmerülő problémák esetén készségesen segítségemre voltak.

Ezt a munkát a Nemzeti Fejlesztési Ügynökség a TECH-09-A2-2009-0134 azonosítójú projekt keretében támogatta.

NYILATKOZAT

Alulírott, **Grósz Tímea** Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: **G RTPABT.SZE**) a **Fotonikus kristálysál diszperziós tulajdonságainak vizsgálata spektrális interferometriával** című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2012. május 15.

.....

a hallgató aláírása