# SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

# Természettudományi Kar

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Fizikus MSc.

DIPLOMAMUNKA

# Optikai szálak kromatikus diszperziójának meghatározása a közeli infravörös tartományban

#### Kovács Máté

Témavezető: Dr. Osvay Károly

egyetemi docens

2014

# Tartalomjegyzék

Bevezetés	2
Elméleti összefoglaló	4
Lineáris nyalábterjedés diszperzív közegben:	4
Optikai szálak	7
Polarizációs módus diszperzió	9
Spektrálisan bontott interferometria	12
Kiértékelési módszerek:	14
1. Fourier-transzformációs módszer:	14
2. Állandó fázisú pont módszere	15
3. Minimum-maximum módszer	16
Korábban használt mérési eljárások	17
Célkitűzés	19
Xísérleti elrendezés	20
Mérési eredmények	28
Гараsztalatok	33
Összegzés	34
rodalomjegyzék	35
Köszönetnyilvánítás	37
NYILATKOZAT	38

## Bevezetés

Az optikai szálak a modern telekommunikációban és lézerfizikai kutatólaborokban jelentős szerepet töltenek be széleskörűen változtatható hullámvezetési tulajdonságaik miatt. A telekommunikációban az alacsony veszteség és többcsatornás vezetési képességük miatt használják. A száltípusokat többféleképpen csoportosíthatjuk, így a hullámvezetés megvalósulása szempontjából megkülönböztethetünk üvegmagos, folytonos törésmutatójú, mikrostruktúrált és üreges szálakat. Már az 50es években felmerült optikai szálakkal való adattovábbítás lehetősége. Ennek ellenére a nagy csillapítási hatásfok csak a 80as évek végére érte el a gyakorlati alkalmazhatóság mértékét. Optikai szálakkal a hétköznapi életben szinte mindenhol találkozhatunk, hiszen a telekommunikációs rendszerek többsége ezen az elven működik, továbbá az orvostudományban egyre elterjedtebben használják fel, mint például a sebészeti eljárásokhoz. Az alkalmazott száltípus megfelelő választásával ideális körülmények teremthetők a különböző optikai jelenségek hosszú vezetési szakaszon való maximális hatásfok elérésére. Az optikai vezető behatárolt volta miatt kiváló nyalábprofil és stabilitás érhető el, a hagyományos levegőben terjedő optikai rendszerekhez képest.

A hosszú hullámvezetési szakaszon megvalósuló terjedés során fellépnek torzító jelenségek is. Ezek közül kiemelkedően fontos a diszperzió jelensége, amely az impulzus időbeli alakjának eldeformálásáért felelős. A jelenség alapja a különböző hullámhosszúságú komponensek eltérő fázis sebességével van kapcsolatban. Több kilométer hosszú szálon keresztül az időbeli alak eldeformálódása miatt értékes információt veszíthetünk a távközlési hálózatokban. Ezzel szemben az optika laborokban alkalmazott nemlineáris szálak esetén már kis hosszúságon történő alakbeli változás is elegendő a vizsgálni kívánt jelenség eltűnéséhez. Az ilyen típusú szálak gyártása általában igen költséges, így a gyártást követően rövid mintából kell meghatározni a minőségét és diszperzióját. Egy másik torzító jelenség, az abszorpció, a továbbítani kívánt jel amplitúdóját csökkenti le. Optikai szálak esetén a csillapítási együtthatót szokás megadni, amely az egy kilométeres szakaszon való relatív intenzitást fejezi ki.

Optikai szálak diszperziós tulajdonságait általában elméleti modellezések alapján határozzák meg. Az egzakt értékek sok esetben, a mérési módszerek korlátoltsága miatt, még a gyártó számára sem ismertek. A spektrálisan bontott interferometria jó lehetőséget nyújt a diszperziós együtthatók pontos meghatározására rövid szálminták esetén is. A tervezés során az alkalmazott spektrális tartományra idealizálják a száltulajdonságokat. Ennek megfelelően néhány optikai szál a közeli infravörös tartományban működik, hiszen ezen a tartományon a

csillapítás mértéke kicsi és a diszperzió, vagyis az impulzus időbeli alakjának, változása is elhanyagolható. A látható és infravörös tartomány között a fényforrások rossz koherencia tulajdonságai és a spektrális detektálás nehézségei miatt nagy pontosságú diszperzió méréseket nehéz végezni.

Munkám célja egy olyan elrendezés megvalósítása volt, amely képes tetszőleges anyagi minőségű és rövid optikai szál kromatikus és polarizációs módus diszperziójának meghatározására a közeli infravörös tartományban.

## Elméleti összefoglaló

## Lineáris nyalábterjedés diszperzív közegben:

Egy fényimpulzust, mint hullámcsomagot, kétféle reprezentációban vizsgálhatunk. A tér különböző pontjaiban egyrészt jellemezhetjük intenzitásának időbeli lefutásával, másrészt a Fourier-tétel ismeretében az időbeli leírás helyett vizsgálhatjuk az időbeli változás elemi hullámok összegzéseként való előállítását [1]. Elektrodinamikából ismert, hogy egy elektromágneses hullám intenzitása a benne rezgő elektromos térerősség négyzetével arányos, vagyis elegendő az elektromos tér időbeli változását tekintenünk:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E'_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega$$
<sup>(1)</sup>

ahol  $\omega$  egy kiválasztott hullámkomponens körfrekvenciája, E'<sub>be</sub>( $\omega$ ) a hullámkomponenshez tartozó, közegbe bemenő elektromos térerősség, E<sub>be</sub>(t) pedig az elektromos térerősség időbeli képe. Az inverz transzformációt elvégezve a különböző spektrális komponensek intenzitás viszonyairól kapunk információt. Azonban, valós számsorozat Fourier transzformáltja egy komplex számsorozat lesz. Így nem elég az elemi hullámok amplitúdóját ismerni, hanem azok komplex síkon betöltött fázisviszonyairól is információt kell szereznünk.

Lineáris terjedésről beszélünk, ha a terjedés során új frekvenciakomponensek nem keletkeznek, illetve régiek nem tűnnek el [2]. Tekintsünk valamely kromatikusan diszperzív közeget, vagyis amelyben a hullámterjedés frekvenciafüggő. Ezt a függést a közegre jellemző  $k(\omega)$  terjedési együttható írja le, mely a közegben z utat megtett jel fázisát

$$\varphi(\omega) = \mathbf{k}(\omega) \cdot \mathbf{z} \tag{2}$$

értékkel tolja el. Mivel az elektromos térerősség amplitúdója is változhat (pl. abszorpció), ezt az általánosság kedvéért egy  $T(\omega)$  szorzótényezővel vesszük figyelembe. A kilépő hullámcsomag időbeli alakja:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E'_{be}(\omega) T(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) + \varphi(\omega))} d\omega$$
(3)

Ebből az egyenletből látszik, hogy a közegbe bemenő és a közegből kijövő jel közötti kapcsolatot egyértelműen meghatározza a T( $\omega$ ) spektrális transzmisszió és a  $\varphi(\omega)$  spektrális fázistolás függvény. A  $\varphi(\omega)$  függvényt Taylor-sorba fejtve valamely  $\omega_0$  központi körfrekvencia körül:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \frac{d\varphi}{d\omega_{\omega_0}} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\varphi}{d\omega^2_{\omega_0}} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \frac{d^3\varphi}{d\omega^3_{\omega_0}} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots$$
(4)

Ebben az egyenletben az egyes együtthatók (deriváltak) külön nevet kaptak fizikai jelentésükkel összhangban [3].

Az első derivált megmutatja, hogy a  $\varphi(\omega)$  függvénnyel megadott optikai rendszeren az  $\omega_0$  központi körfrekvenciájú impulzus mennyi idő alatt terjed tova, vagyis mekkora időkéséssel jelenik meg a csoport intenzitás maximuma. Innen ered tehát ennek a tagnak az elnevezése: csoportkésés (Group Delay, GD).

A terjedés során az impulzust alkotó komponensek időben szimmetrikusan átrendeződnek a központi körfrekvencia körül, így az impulzus burkolójának félértékszélessége (Full Width at Half Maximum,FWHM) időben változik. A megváltozás mértékét a másodrendű derivált írja le, ami ezért a csoportkésleltetés-diszperzió nevet viseli (Group Delay Dispersion, GDD). A kiszélesedés illetve összenyomás, mivel időben szimmetrikus, ennek abszolút értékével arányos.

A harmadrendű tagról (Third Order Dispersion, TOD) kimutatható, hogy a komponensek frekvencia szerinti aszimmetrikus átrendeződéséért felelős, ami ennek előjelétől függően az impulzus előtt vagy után mellékcsúcsokat eredményez, így rontva le az impulzus időbeli kontrasztját. A magasabb rendű együtthatókat szemléletes fizikai jelentés hiányában a derivált rendjének megfelelően nevezik el. Az előzőeknek megfelelően, az impulzus diszperzív közegben való terjedése miatt, a hullámcsomag az 1. ábrán látható torzult képet veszi fel.



## 1. ábra: Diszperzív közeg okozta hullámalak torzulás, jól láthatóak a hullámfrontok átrendeződései

Ahogyan a (4) egyenletből látszik, a GDD értéke függ a megválasztott központi körfrekvenciától, azaz a hullámhossztól. Éppen ezért a GDD( $\lambda$ ) függvény ad legjelentősebben számot a kromatikus diszperzió jellegéről. Optikai szálak esetén a diszperziót szokás megadni, melyet a következő egyenlet definiál:

$$D = -\frac{GDD \cdot 2\pi \cdot c}{\lambda^2 \cdot L} \tag{5}$$

ahol c a fénysebesség, L a mért szál hossza, λ a hullámhossz. D mértékegységét ps/nm\*km.

#### **Optikai szálak**

A hullámvezetés fizikai megvalósulása szempontjából három fő csoportra bonthatjuk fel az optikai szálakat. Az első a hagyományos teljes visszaverődés törvénye alapján megvalósuló terjedés, mely nagy magátmérőt, és ezzel együtt nagy numerikus apertúrát, enged meg. A köpeny és a mag határán a köpeny törésmutatója kisebb, mint a mag törésmutatója. A második az úgynevezett mikrostruktúrált optikai szálak csoportja, melyben a geometriai struktúrák az elektronikában megismert tiltott vezetési sávokhoz hasonlóan alakítanak ki tiltott átmeneteket, ezzel megszabva a fényvezető terjedési térfogatát. Ilyen szálak esetén a köpeny törésmutatója nagyobb, mint a mag törésmutatója, amely általában levegő. A magméret tipikusan 6 és 10 um közé esik, ezért általában az ilyen szálak egymódusú hullámterjedést valósítanak meg kis numerikus apertúrával. A harmadik csoport az üreges magú optikai szálak. A köpeny törésmutatója itt is nagyobb a mag törésmutatójánál, azonban a hullámterjedés nem tiltott sávokkal valósul meg. A határfelületre a fény nagy beesési szögben érkezik, vagy másképpen fogalmazva kis nyírási szögben, a reflexió ekkor a felületen nagyon nagy, ami a fény zárt terjedését teszi lehetővé.

Az optikai szálak csoportosítását egyéb szempontok alapján is megtehetjük. A szálban kialakuló elektromágneses módusok száma alapján megkülönböztetünk egymódusú és többmódusú szálakat. Külön csoportot képeznek az olyan szálak, amelyek a bemenő polarizációt megtartják. Ehhez a feltételhez sok esetben a becsatolt fény polarizációját el kell forgatni a szál polarizációtartó tengelyével megegyezően. Összefoglaló néven ezeket a szálakat polarizációtartó szálaknak nevezzük.

Optikai szálak esetén a kromatikus diszperzió két jelenség együtteseként jön létre. Egyrészt a becsatolt fény átmérője nagyobb a mag átmérőjénél, ez által a fény egy része becsatolódik a héjba. A héjban és szálban terjedő fény különböző úthosszat jár be, ezt a jelenséget nevezzük hullámvezető diszperziónak. Azt a határt ameddig a fény becsatolódik a héjba mode field diameter-nek (MFD) nevezzük [4]. Ez az érték különböző hullámhosszakra változik, hiszen a felbontási határ kisebb hullámhosszakra nagyobb. A nagyobb hullámhosszak esetén a fény nagyobb része terjed a hullámvezető magján kívül. A hullámvezető diszperzió mértéke függ a mag méretétől, annak geometriai kialakításától és a köpeny és a mag törésmutatója közti különbségtől.



# 2. ábra A hullámvezető diszperzió egy optikai szálban. A magban terjedő impulzus (sárga) gyorsabban terjed, mint a köpenyben terjedő impulzus (piros) [4]

A másik jelenség az anyagi diszperzió, amely a törésmutató hullámhosszfüggéséből adódik, ahogyan azt az előző fejezetben kifejtettem. A hullámvezető diszperzió értéke a nagyobb hullámhosszak esetén csökkenő, míg az anyagi diszperzió növekvő függvényt mutat. Lényegében a kromatikus diszperzió a hullámvezető diszperzió és az anyagi diszperzió összege, amely a növekvő hullámhossz értékekre általában növekvő függvényt mutat.



3. ábra Anyagi és hullámvezető diszperzió együttes hatása egy üvegszál esetén [4]

#### Polarizációs módus diszperzió

Az elektromos térerősség a terjedési irányra merőleges síkban rezeg, amely egy síkhalmazt alkot. Ha meg akarjuk állapítani a térerősség rezgési síkját, mindig egy alkalmazott optikai eszköz felületéhez (vagy éppen kristály tengelyéhez) viszonyítva tesszük azt meg. Ennek megfelelően a mérés során válik realitássá, hogy az adott fény milyen polarizációs állapotban van. Az alkalmazott felület beesési síkjába eső részt p-polarizáltnak, az arra merőleges síkba eső részt s-polarizáltnak nevezzük.

Kettőstörőnek nevezünk egy optikai elemet, ha a két különböző polarizációs irányra a törésmutatók eltérnek egymástól, ezért a két különböző polarizációjú fény eltérő optikai úthosszat jár be. A polarizációt forgató fél hullámlemezek és negyed hullámlemezek esetén ezt a tulajdonságot használjuk ki. Nem szabad megfeledkezni arról, hogy a felületen két fényimpulzus keletkezik, amely a kilépő felületen koherens módon egyesül. Egy mészpát tömb esetén ez a két nyaláb egymástól általában már térben is szétválik, így nem keletkezik koherens összegzés. A törésmutatók eltérése mellett azok hullámhosszfüggése is különbözhet. Éppen ezen okokból egy kettőstörő optikai szál esetén hosszú optikai szakaszon terjed két különböző polarizációs állapot, melyek időbeli alakja egymáshoz képest eltorzult, azonban térben átfednek [5].



4. ábra Üvegszál kettőstörése [5]

Egy optikai szál becsatolása során a nyaláb egy a felületre merőleges kúp irányában csatolódik be a szálba. A szálprofil geometriája határozza meg a kialakuló egymásra merőleges két polarizációs irányt, ennek megfelelően a szálban terjedés során folytonos fázistolás figyelhető meg a két állapot között. Így a becsatolt lineárisan poláros fény elliptikusan polarizált fénybe, majd cirkulárisan poláros fénybe megy át. A polarizáció forgatás végül visszaér az eredeti állapotába egy megadott terjedési szakasz után, amely

szakaszt lebegési hossznak nevezünk. A két irány között kialakuló időbeli torzulást optikai szálak esetén polarizációs módus diszperziónak (Polarization mode dispersion, PMD) nevezzük.



5. ábra A kettőstörés hatása a két különböző tengelyen terjedő impulzusra [5]

A kettőstörő optikai szálak a polarizációtartó optikai szálak csoportjába tartoznak. Kettőstörést sok fizikai jelenség létrehozhat [6]. Egyrészt a gyártási hibából adódóan az optikai szál magja megnyomódhat, esetlegesen nem centráltan helyezkedik el vagy elliptikus szálprofillal rendelkezik.



#### 6. ábra A gyártási folyamat okozta kettőstörést létrehozó szál deformációk [7] Core stress Cladding eccentricity Elliptical fiber

Mindemellett a gyakorlati alkalmazás során is felléphetnek különböző fizikai nehézségek a szálak beépítésénél. Így kettőstörést okozhat, a szál megcsavarodása, mechanikai stressz hatás vagy a szál meghajlítása.



#### 7. ábra A szál installálása során fellépő kettőstörést okozó mechanikai hibák [7]

A szálprofilok megfelelő geometriai kialakításával polarizáció tartó, illetve kettőstörő optikai tulajdonsággal lehet a szálakat felruházni. Néhány ismertebb polarizáció tartó szálprofil a 8. ábrán látható.



8. ábra Különböző tervezéső kettőstörést létrehozó optikai szálprofilok [8]

#### Spektrálisan bontott interferometria

A spekrálisan bontott interferometria módszerét már az elmúlt évtizedek során is sikeresen alkalmazták számos spektroszkópia méréshez. A módszert hatékonysága és egyszerűsége mellett nagy pontossága teszi elterjedté a tudományterületen [9]. A mérési elrendezés egy interferométer és egy spektrográf egymás utáni elhelyezéséből áll. Interferométernek általában Mach-Zehnder interferométert vagy Michelson interferomért alkalmaznak [10]. A 9. ábrán látható egy Mach-Zehnder típusú elrendezés sematikus rajza.



#### 9. ábra Spektrálisan bontott interferométer sematikus rajza

Az interferométer a beérkező fénynyalábot egy nyalábosztó segítségével két nyalábra bontja. Az egyik irányba elmenő fényutat referencia karnak, a másik irányba elmenőt pedig tárgykarnak nevezzük. A második nyalábosztón való áthaladáskor a két nyaláb találkozik egymással.

Eltolók segítségével megkereshető az a beállítás, amikor a két karban a terjedési idők éppen megegyeznek. Ha a koherencia hosszon belül változtatjuk a karok hosszának különbségét, akkor a kimeneten az interferencia jelenség miatt a karhosszkülönbség függvényében a teljes nyaláb mentén világos illetve sötét periódusok váltják egymást. Széles spektrummal rendelkező fény esetén ezt a jelenséget nem tapasztaljuk.

A tárgykarba az ábrán látható módon valamilyen diszperzív anyagot helyezve a referenciakar hosszának változtatásával elérhető, hogy az egyesülő impulzusok terjedési ideje ismét közel azonos legyen. Jelöljük a referenciakar intenzitását I<sub>ref</sub>–val, a tárgykar intenzitását pedig I<sub>tárgy</sub>-gyal. A második nyalábosztón való áthaladáskor a két nyaláb találkozik egymással. Az egyszerű spektrális interferometria megvalósításához a két

nyalábnak kollineárisnak kell lennie egymással. Ekkor szemmel érzékelhető térbeli interferencia nem tapasztalható, azonban spektrális interferencia igen. Ezért az interferométerből érkező két átfedő nyalábot egy spektrográf segítségével spektrálisan bontani kell.

A spektrográf egy résből, két leképező elemből, egy rácsból és egy detektáló eszközből épül fel. A rés képét a kollimáló elem a végtelenbe képezi le. A végtelenben keletkező virtuális képet a rács spektrálisan bontja fel, azaz a különböző hullámkomponenseket különböző irányba téríti el. Az így keletkező virtuális képet egy lencsével a detektorra képezzük le, ahol az eltérő spektrális komponensek egymás mellett lineárisan helyezkednek el. A két karból érkező nyaláb közti spektrális fáziskülönbséget a diszperzív anyagon létrejövő fázistolás okozza, ennek megfelelően a kialakuló intenzitást leíró egyenlet:

$$I(\omega) = I_{ref}(\omega) + I_{t\acute{a}rgy}(\omega) + 2\sqrt{I_{ref}(\omega)I_{t\acute{a}rgy}(\omega)} \cdot \cos(\varphi(\omega))$$
(6)

Az egyenletből kiolvasható, hogy a koszinuszos moduláció hordozza magában a referencia és a tárgykar közötti spektrális fázistolás függvényt.

### Kiértékelési módszerek:

A spektrográfon látható intenzitás modulációból a spektrális fázistolás függvényt számos eltérő módszerrel értékelhetjük ki. Az egyszerűség kedvéért tekintsünk Gauss függvénnyel rendelkező spektrumokat. Mivel a spektrográf intenzitást mér, így a két spektrum egymástól nem különbözik azonban közöttük spektrális fázistolás van.



10. ábra Gauss függvény alakú spektrummal rendelkező impulzus (felül) és annak spektrális fázistolás függvénye (alul)

Ha a két spektrumot egymással össze interferáltatjuk, figyelembe véve a köztük lévő fázistolás függvényt, a kapott modulált spektrumunk a 11. ábrán látható.



11. ábra Szimulált spektrális interferogram

#### 1. Fourier-transzformációs módszer:

Ha a kapott modulált spektrumunkon Fourier transzformációt hajtunk végre, akkor az impulzusok időbeli képét kapjuk meg. A koszinusz függvény tulajdonságai miatt ekkor az

időbeli tengely elejétől távol egy határozott elnyúlt jelalak látható, ami a nagyfrekvenciás komponenseknek felel meg.



12. ábra A spektrális interferogram Fourier-transzformált képe

Különböző súlyfüggvények segítségével az időtengelyből kikapuzva ezt a jelet, majd inverz Fourier transzformációt végezve egy komplex intenzitás mennyiséghez jutunk. Ennek a mennyiségnek az amplitúdója az eredeti modulált spektrumunk alakját adja vissza, míg a komplex fázisszöge éppen a keresett fázistolás függvényt [11]. Meg kell jegyezni, hogy ez a fajta kiértékelési módszer sűrű interferenciaképnél alkalmazható hatékonyan. Ez annak felel meg, ha a két interferáló impulzus egymáshoz képes nagy késleltetéssel rendelkezik, ami a nagy GD értéknek felel meg.

#### 2. Állandó fázisú pont módszere

Tekintsük a (6) egyenlet interferencia tagját és deriváljuk az ω változó szerint:

$$\frac{d\cos\varphi(\omega)}{d\omega} = -\sin\varphi(\omega) * \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}$$
(7)

A modulált spektrum szélsőértékei azon pontokra esnek ahol ez a derivált zérus. Mivel a derivált két tényező szorzatából tevődik össze a szélsőértékek azokon a helyeken jelennek meg ahol valamelyik felveszi a nulla értéket. A d $\phi$ /d $\omega$ =0 feltétellel rendelkező pontot vagy pontokat nevezzük állandó fázisú pontnak [12]. Elnevezését az indokolja, hogy ezen hely környezetében a spektrális fázisfüggvény lassan változik, feltételezve hogy alacsonyrendű polinom.



13. ábra Egy átlagos spektrális interferométer kép az állandó fázisú ponttal

A referencia karbeli késleltetéssel az állandó fázisú pont helyzete végigmegy a spektrumon. Ez által ha ismerjük a késleltetést, amelyet egy eltoló leolvasásával könnyedén megtehetünk, ismerjük magát a spektrális fázistolás függvény is. A kiértékelési módszert széles körben alkalmazzák egyszerűsége miatt, azonban számos esetben alkalmatlannak bizonyul. Előnye hogy nagy diszperziójú optikai elemek esetén is alkalmazható, mint például hosszú optikai szálak vagy az impulzus nyújtóval rendelkező optikai erősítő rendszerek diagnosztikájánál. A gyakorlatban sok esetben a spektrumot le szokták normálni a könnyebb láthatóság kedvéért. Ez azonban sok esetben fölösleges, sőt célszerűtlen is. A kis jel-zaj arányú mérések, vagy akár a gyors detektálásból eredően instabil rendszerek esetében a zajszint miatt az állandó fázisú pont helye elmosódik a normálás következtében. Ilyen eset fordul elő például az infravörös tartományban történő mérések során is.

#### 3. Minimum-maximum módszer

A (7) derivált első tényezőjét vizsgálva magáról a fázisról kapunk azonnali információt a szinusz függvény  $2\pi$ -s periodicitása következtében. A módszerhez először is kiválasztanak egy maximum pontot, majd a maximum illetve minimum helyeket. Azokon a pontokon ahol maximum van az első ponthoz képest a fázis  $\pi$  páros számú többszörösével változott, ennek megfelelően a minimumhelyekhez  $\pi$  páratlan számú többszöröse tartozik. Természetesen az állandó fázisú pont helyén figyelemmel kell lenni a fázisok összeadásánál. Általában a derivált előjelet vált, ehhez azonban szükséges a másodrendű deriváltnak (GDD) is zérustól különböznie. A módszer nagy előnye hogy gyors kiolvasást tesz lehetővé. Kis felbontású esetben alkalmazható hatékonyan, ahogyan azt nemrégiben optikai szálak széles spektrumon történt mérésénél is alkalmazták [16].

#### Korábban használt mérési eljárások

Optikai szálak diszperziójának meghatározására széles szakirodalom áll a rendelkezésre. Az adott speciális száltípus diszperzió mérésére az érdeklődő könnyen megtalálhatja a számára megfelelő módszert. A telekommunikációban használt szálak esetén még elektronikai mérőberendezésekkel is meg lehet határozni a diszperziót, mivel a legyártott minták hossza, alacsony költségük miatt, akár a több kilométert is elérhetik. Ennek megfelelően a méréstechnikában az ilyen típusú szálak esetén két mérési módszert szokás alkalmazni [13]. Az első az úgy nevezett repülési idő módszer, amely a relatív időbeli késést méri meg a becsatolt különböző hullámhosszúságú impulzusok esetén. A másik módszer a modulált fázistolás technikája, ami a modulált jel fázis késését méri a hullámhossz Drága gyártási költségű szálmintáknál rövid hosszon kell a méréseket függvényében. elvégezni, amely majdnem minden esetben valamely interferometrikus eljárás segítségével történik. Széleskörű alkalmazhatósága miatt a spektrálisan bontott interferomeria a legelterjedtebb módszer. A publikált irodalomból külön kiemelném Petre Hlubina nevét, aki az elmúlt években aktívan közölt mért eredményeket különböző száltípusok diszperziós tulajdonságáról más és más hullámhossztartományokban [14,15]. Bár több száltípus esetén is sikeresen határozta meg az értékeket, a különböző esetekre mindannyiszor módosítania kellet az optikai elrendezését a kívánt cél elérésére. A munkássága közül éppen ezért az infravörös tartományban végzett polarizációs módus diszperzió meghatározásának módszerét mutatom be röviden.

Ha egy Mach-Zehnder interferométer referencia és tárgykarjába ugyan azokat az optikai elemeket helyezzük el, akkor a két kar közötti spektrális fázistolás zérusnak adódik. Éppen ezért a polarizáció elforgatására képes elemeket célszerű az interferométer két karján kívülre helyezni. A polarizációs sík meghatározására és megfelelő beállítására a gyakorlatban megszokott módón legkevesebb egy polarizátor és egy analizátor szükséges. A becsatoló elemként használt lencséket a referencia karba helyezett azonos típusú lencsékkel lehet legegyszerűbben kikompenzálni. A tárgykarba helyezett optikai szál okozta optikai fényút különbséget a referenciakarban elhelyezett eltoló pozíciójával lehet kiegyensúlyozni, úgy hogy a két karból érkező fény egyesülése után interferencia jelenséget tapasztalhassunk.

Fényforrásnak egy széles spektrummal rendelkező szuperkontinuumot generáló szál lézert használtak (SC450-4, Fianium) használtak, míg a spektrális detektálásra egy kis felbontású spektrográfot alkalmaztak [16]. Becsatoló szálnak egy végtelenül egy módusú optikai szálat használtak (ESMF). A kettőstörő optikai szál két tengelyének módus diszperzióját külön-külön mérték ki oly módon, hogy a nyalábosztó előtt elhelyezett polarizátorral csupán a szál egyik polarizációs tengelyét gerjesztették. A kapott interferogrammokat a minimum maximum módszer segítségével értékelték ki. Vagyis a referencia karban elhelyezett eltoló pozíciójának változtatásával a spektrográf Gauss-os válaszfüggvényéből megkapták az interferencia rendjét, azaz a csíkok számának leolvasásából meghatározták a diszperzió értékét a Cauchy-féle diszperziós formula alapján. A két polarizációs tengelyre kapott interferogramokat és a hozzájuk tartozó fázistolás függvényeket a 14. ábrán szemléltetem.



14. ábra A spektrális interferencia kép az állandó fázisú pontokkal együtt és a hozzájuk tartozó diszperziós görbék az x-tengely menti polarizációra (a) és az y-tengely menti polarizációra (b) [16]

## Célkitűzés

A telekommunikációban már beépített több kilométer hosszú szálrendszerek diszperziójának meghatározására már széleskörű elektronikus eljárások léteznek [13]. Ezzel szemben a gyártási folyamatot követően rövid szálminta alapján a diszperziót nem tudják meghatározni nagy pontsággal a 900 nm-től 1100 nm-ig terjedő tartományban. A polarizációs módus diszperziót szokás meghatározni úgy, mint a lassú és gyors tengely kromatikus diszperziójának különbségeként. Azonban a gyakorlatban sokkal kényelmesebb egy önmagával interferáló nyalábot venni. A megépített kezdeti elrendezéssel két különböző numerikus apertúrájú és ismeretlen diszperziós tulajdonságú optikai szál kimérését végzem el. A kapott két szál transzmisszióját 1064 nm-es hullámhosszon vizsgáltam meg. A mérési tapasztalatok alapján egy újfajta mérőeszköz megépítésének prototípusát helyezem kilátásba. A különböző száltípusok és diszperziós tulajdonságók által szolgáltatott mérési adatok eltérő kiértékelési módszert követelnek meg. Ennek megfelelően az alkalmas kiértékelési módszereket keresem meg.

## Kísérleti elrendezés

A közeli infravörös tartományban fényforrásként fehér halogénlámpát próbáltam először használni. A halogén lámpa előnye a széles spektrális tartomány, hátránya azonban a rendkívül alacsony térbeli és időbeli koherencia. A térbeli koherencia növelésére tűlyukat (pinhole), illetve optikai szálat szoktak alkalmazni. Egymódusú optikai szálat alkalmazva a térbeli koherencia javítására a felhasználható fényerősség jelentősen lecsökkent. A fényerőség növelése céljából fehér fény kontinuumot generáltam a TeWaTi labor CPA rendszerének erősített kimentével. A 200 Hz ismétlési frekvenciájú, 1.5 mJ, közel 30 fs-os lézerimpulzusokat egy rövid fókusztávolságú akromáttal fókuszáltam kvarclapba, majd kollimáltam egy második akromáttal. A módszer hátrányának bizonyult a rossz kollimálhatóság, valamint a pontos spektrális interferometriához és a vizsgálandó szálba becsatoláshoz nélkülözhetetlen stabilitás hiánya. A mérésekhez végül a Femtolaser által gyártott közel optikai oktáv sávszélességgel rendelkező Rainbow oszcillátor CEP stabilizálatlan kimenetét alkalmaztam. A Ti:S alapú oszcillátor a kristály teljes lumineszens tartományát kihasználja, így 1060 nm-ig ér el a spektrum infravörösbe nyúló talpa. A fényforrás előnye a nagy időbeli és térbeli koherencia mellett a kis divergencia szög és a mérésekhez alkalmazható fényteljesítmény. Az oszcillátorból érkező lézerfény nyalábprofilja torzult, ezért egymódusú optikai szál segítségével térbeli szűrést végeztem el azon. Itt meg kell jegyeznem, hogy széles sávú spektroszkópiai méréseket szuperkontinuum generáló szállézerekkel szokás végezni az infravörös tartományban. Ezen fényforrások minden egyéb rendelkezésre álló fényforrásnál nagyobb spektrális teljesítménysűrűséggel rendelkeznek, valamint az optikai szálban történő terjedésük miatt kiváló nyalábprofillal.

A mérőrendszer kritikus részének a becsatolást tekinthetjük ebben az esetben. Az általam korábban használt objektívek kromatikus aberrációja az infravörös tartományban a fókusztávolságot eltolják, ezért az infravörös tartományban akromatikus becsatoló elemet kell találni. A becsatoló objektív fókuszpontja környékén az optikai tengelyre merőlegesen xtengely menti szkennelést végeztem amely megmutatta, hogy a nem megfelelő becsatolás, diffrakciós és kromatikus leképezési hibákból adódóan, spektrális interferenciát tud okozni. A kereskedelemben található infravörös tartományban akromát objektívek ára túl magas ahhoz, hogy egy felhasználható és gyártásra kerülendő terméket lehessen rá alapozni. Ennek kikerülése érdekében csak az egyes hullámhossz tartományokra specifikált triplett becsatoló lencsék alkalmazása tűnik célszerűnek. Egy kicserélhető triplett becsatoló fej költséghatékony hullámhossz specifikált diszperzió mérés lehetőségét is megadja. Szálpozícionálóként

20

mindenképpen egy háromdimenziós eltoló elem szükséges a helyes leképezés illetve becsatolás megtalálásához. Az interferométert célszerű úgy módosítani, hogy a referencia karba egy másik ismert diszperziójú szálat helyezünk. Ez egyrészt a vizsgálandó szálhosszúság szabad megválasztását teszi lehetővé, de a spektrográf résén egyesülő elméletileg kollineáris, azaz azonos optikai tengelyen terjedő és divergenciájú, nyalábok megfelelő egymásra illesztését valósítja meg. Továbbá az azonos becsatoló optikák használata a tárgy és referencia karban szükségtelenné teszi az objektívek illetve lencsék diszperziójának előkalibrálását.

A becsatolás hatásfoka és az átmenő fény nyalábprofilja nagymértékben függ a bemenő oldal felületétől. Általában egy speciális szálvágó segítségével vágjuk le a szál végét, amely sokszor felületi egyenlőtlenségeket hagy. Éppen ezért a szálvágás elvégzése után minden esetben egy mikroszkóppal vizsgáltam meg a levágás minőségét. Később azonban elektronmikroszkópos felvételeket készítve a szálprofil egyenetlenségeire derült fény.

A mérések során a spektrálisan bontott interferometria módszerét alkalmaztam. A mérési elrendezés alapvetően egy Mach-Zehnder interferométerből és egy házilag készített közeli-infravörösre kalibrált spektrográfból áll. A Mach-Zehnder interferométer sematikus rajza az 15. ábrán látható.



15. ábra Az általam alkalmazott kísérleti elrendezés sematikus rajza

Az első nyalábosztó előtt helyeztem el egy fél hullámlemezt a polarizáció forgatása végett. Elrendezésemben először hagyományos 800 nm központi hullámhosszra tervezett dielektrikummal bevont nyalábosztó lemezeket alkalmaztam. Azonban hamar észrevehető volt a dielektrikum rétegek polarizáció függése, ugyanis a spektrális transzmissziójuk eltér a két különböző irányra. A jelenséget legegyszerűbben a tárgykar kitakarásával valamint a fél hullámlemez és analizátorként használt polarizátor segítségével a spektrográf detektorsorán létrejövő moduláció változásból lehet felismerni. A nyalábosztó lemezeket végül nyalábosztó hártyákra cseréltem ki, amelyekkel nem volt tapasztalható a transzmisszió polarizáció függése. Az első hártya egy 90-10%-os osztási arányt valósított meg, a szálba csatolás

fényerősségét maximalizálva. A szálba csatolást egy objektív lencse segítségével valósítottam meg, ahogyan a szál másik végén a kicsatolásnál is tettem. A köpenybe történő nagymértékű becsatolás elkerülésének érdekében a szál numerikus apertúrájához kell választani a megfelelő numerikus apertúrájú objektívet vagy lencsét. Az optikai szálak numerikus apertúrája általában 0.1 és 0.3 közé esik. Ennek megfelelően egy nagy numerikus apertúrával rendelkező objektívvel történő becsatolásnál, rövid szálminták esetén, a kijövő oldalon két különböző időbeli alakkal rendelkező impulzus jelenik meg. Hosszú szálminták esetén a köpenybe csatolás a hosszú terjedési szakasz és nagy térszögű becsatolás miatt kiszóródik. Ennek megfelelően a becsatoláshoz sokszor célszerű lencséket alkalmazni, valamint a szálat mindenképpen egy 3 tengelyű eltolóra helyezni. A referencia és tárgy kar között az interferenciát egy finomeltolóra épített két tükör segítségével tudjuk megvalósítani. Ekkor a két karban terjedő impulzus egymással időben koherens módon átfed a második nyalábosztó után. Az elrendezésben használt két objektív lencse kromatikus diszperzióját egy Michealson-interferométer segítségével mértem ki.

Fontos megjegyeznem, hogy a beállított interferométerben a szálban történő terjedésre a szál meggörbülése, esetleges rázkódása nem volt észrevehető hatással. A referencia karban lévő levegőbeli terjedés során a divergens nyaláb foltmérete sokkal nagyobb lett, mint a szálból kicsatolt lézerfény foltmérete. Ezt egy módosított elrendezéssel először egy gömbtükörrel kompenzáltam, a későbbi mérő műszer esetében, mivel ott a referencia karban is egy optikai szál helyezkedik el, ennek a jelenségnek a szerepe lecsökken.

A mérések legkritikusabb részét a spektrográf jelentette. A közeli infravörös tartományban kevés megfelelő abszorbeáló anyag található, amely széles spektrumon azonos abszorbanciával rendelkezik. A rendelkezésre álló detektorok közül kimagaslanak az InGaAs alapú detektorok a 900 én 1700 nm közötti spektrális érzékenységük szempontjából. A 16. ábrán látható a hagyományos Si alapú CCD detektorsorok és az InGaAs detektorsorok spektrális érzékenységének összehasonlítása.



16. ábra Spektrális érzékenységgörbe Si alapú és InGaAs alapú detektorok esetén [16]

Ha egy szélessávú fényforrással világítjuk meg az InGaAs detektorsort, akkor a teljes spektrumból csak az infravörös tartományba eső részét detektáljuk. Így egy infravörös spektrográfba nemhogy csak érzékenysége szempontjából kiválóan alkalmas, de a spektrográfban elhelyezett rács második elhajlási rendjét használva nagyobb spektrális tartomány vizsgálata vagy nagyobb felbontás lehetséges színszűrő használata nélkül.



17. ábra Az infravörös spektrográf sematikus rajza

Ezen okokból sorkamerának a Xenics által gyártott Lynx TE1 modellű 1024 pixeles, 40 kHz kiolvasási frekvenciájú 0 C°-ra hűtött Indium Gallium Arzénid alapú detektorsort használtam. A kamera specifikációi tökéletesen megfelelnek az alacsony fényintenzitású, kis háttérzajú közeli infravörös tartományban való detektáláshoz. A kollimátor és leképező akromát 650 nm-től 1600 nm-ig kromatikus aberráció mentesre lettek tervezve. A transzmissziós rács a -1. rend irányába 20°-os beesési szögre volt blazelve, 622 l/mm rácsperiódussal. A spektrográffal több különböző beállítást sikerült elérnem. Egyrészt a -1. renddel nagyobb fényteljesítmény volt elérhető, ugyanakkor a spektrális feloldóképesség kisebb volt. A felbontás lecsökkenésének kompenzálására hosszabb fókusztávolságú lencsét alkalmaztam. A -2. rendet alkalmazva kisebb hatásfokkal dolgozva kisebb numerikus apertúrájú lencse is alkalmasnak bizonyult amellyel 1600 nm-ig mérni lehetett a spektrográffal. A rács polarizáció specifikus spektrális transzmisszió függvényét a 18. ábra szemlélteti:



#### 18. ábra Spektrális transzmissziós görbe a két polarizációra nézve

Mint említettem a közeli infravörös tartományban az alkalmazható fényforrások száma korlátozott, ami a házilag épített spektrográfom kalibrálásánál is nehézséget jelentett. A spektrográfok kalibrálásának egyik módszere spektrál lámpákkal történik. A módszer lényege, hogy egy gázzal töltött kamrát nagy feszültség alá helyezve a gáz kvázi diszkrét emissziós spektrumvonalainak intenzitásmaximumaival hitelesítjük a spektrográf kameráján kapott skálát. A másik költségesebb lehetőség, hogy egy ismert hőmérsékletű abszolút fekete test hőmérsékleti sugárzása alapján a Planck-görbe felhasználásával kalibráljuk a spektrográfot. Ennek a módszernek az előnye a detektor spektrális érzékenységi görbéjének azonnali korrigálása. Az InGaAs abszorpciós görbéjét figyelembe véve, a mérni kívánt tartományban közel azonos érzékenység miatt az első kalibrációs módszer is elegendőnek bizonyult. A kalibrációhoz 3 különböző anyagú gázlámpát használtam fel: Argont, Neont és Kriptont. Az Argon 4, a Neon 10, míg a Kripton 3 spektrum vonallal rendelkezett a vizsgált közel 860 nm-tól 1070 nm-es tartományban. A spektrál lámpák által kapott spektrumokat a 19. ábra szemlélteti.



19. ábra A Kripton spektrumvonalai az infravörös tartományban

A gázlámpák spektrumán látható a detektor pixelhibája, azaz néhány ponton a detektálás elektronikus vagy mechanikai sérülés miatt nem megfelelő volta. A korábban kimért adatbázisból kikerestem a megfelelő spektrumvonalakhoz tartozó hullámhosszakat, majd azok szerint kalibráltam a spektrográfomat. A spektrográf által felbontani képes hullámhosszakat a 20. ábrán szereplő táblázatban gyűjtöttem össze.

Intensity	Air Wavelength (Å)	Spe	ectrum
<u>1000 P</u>	8776.7505	Kr	I
300	8928.6934	Kr	I
300	9751.7610	Kr	I
<u>1000 P</u>	9122.967	Ar	I
400	9224.499	Ar	I
700 P	9657.786	Ar	I
50	10470.054	Ar	I
<u>600 P</u>	8654.3831	Ne	I
400 P	8783.7533	Ne	I
20	8865.3063	Ne	I
120	9148.6716	Ne	I
60	9220.0601	Ne	I
30	9313.9726	Ne	I
50	9425.3788	Ne	I
30	9547.4049	Ne	I
180	9665.4197	Ne	I
80	10562.4075	Ne	I

#### 20. ábra A Kripton, Argon és Neon spektrum vonalai a spektrográfon [18]



21. ábra A hullámhossz-pixel koordináta kalibráció görbéje

A kalibrációs görbére másod illetve harmadfokú polinomot illesztve a kapott kalibrációs pontosság nem változott számottevően, így a lineáris kalibráció is elégségesnek bizonyult. A kapott spektrumokon jól látszódik, hogy Neon esetén a spektrumvonalak szélesek, elkenődtek. Ennek az oka, hogy sok kisebb intenzitású hullámhossz komponens közel esik egymáshoz a Neon emissziós vonalszerkezetében ezen a hullámhossz tartományon. A másik lehetséges ok, hogy a spektrál lámpák által szolgáltatott alacsony fényintenzitás felfogására a spektrográf rését jobban ki kellett nyitni, amely a spektrumvonalak elkenődéséhez vezettek. A közeli infravörös tartományban tapasztalható nagy háttérzaj miatt a detektor expozíciós idejének növelése hasonló hatással volt a kapott képre. A kapott kalibrált spektrográffal a Rainbow oszcillátor spektrumát a 22. ábrán szemléltetem az közeli infravörös tartományban.



22. ábra A Rainbow oszcillátor spektruma a közeli infravörös tartományban

Egy 1064 nm hullámhosszú monokromatikus lézerrel is becsatoltam az optikai szálakba a transzmisszió kimérése érdekében. A lézerfény jó közelítéssel Gauss nyalábként viselkedett, így egy 13,86 mm fókusztávolságú (C560TM-B) lencsével 102 mW alapteljesítményből a FUD-3460 szálba 63 mW, míg a PM980 szálba 58 mW teljesítmény sikerült becsatolni. Lecserélve a becsatoló lencsét egy 100 mm fókusztávolsággal rendelkezőre a maximálisan becsatolható fényteljesítmény 3,2 mW volt. Ez jó egyezésben van a Gauss nyalábok tulajdonságával, ahol a divergencia szöge és a nyalábnyak méretének szorzata állandó. Tapasztalataim alapján a becsatolás hatásfoka nagymértékben függ a kezdeti nyalábprofiltól, így a becsatolás előtt érdemes térszűrést végezni. A PM980 szál kezdeti hossza 71,5 cm volt, amelyből levágva egy 20 cm-es szakaszt a transzmisszió értéke nem változott. Ezek alapján a transzmisszió kimérését rövid szálminták esetén nem tudtam megvalósítani.

## Mérési eredmények

Dolgozatom témáját tekintve a Nefurn cég által küldött FUD-3460 és PM980 típusú szálak kromatikus diszperzióját vizsgáltam a közeli infravörös tartományban. A mérések során a szál kettőstörő tulajdonságára derült fény. Az első nyalábosztó hártya előtti fél hullámlemezzel sikerült elérnem, hogy a szálból kijövő spektrum ne legyen modulált a referencia kar kitakarása mellett. Ez annak a jele, hogy a szálba becsatolt lineárisan polarizált fény csak a szál egyik polarizációs tengelye mentén terjed. A fél hullámlemezt 45°-os szöggel elfordítva a polarizáció 90°-kal fordul el. Ekkor a spektrum modulációja ismét eltűnik. Ha a referencia és a tárgykarból érkező nyalábot kollinearizáltam és a spektrográfra engedtem a spektrális interferencia képe láthatóvá vált. Ezzel a módszerrel a szál gyors és lassú tengelyére egyaránt kimérhetőek a megfelelő kromatikus diszperziós értékek.

#### FUD-3460

A tárgy karba egy 25,4 cm hosszú mintát helyeztem el, majd a háromdimenziós eltoló segítségével pozícionáltam a megfelelő becsatolás eléréséig. A polarizációt forgatva az egyik (gyors) tengely mentén a csillapítás kisebb volt, mint a szál másik polarizációs tengelyére nézve. A referencia karba helyezett eltoló állását változtatva felvettem a spektrográfon látott képet, amelyet a 23. ábrán szemléltetek.



23. ábra Spektrális interferencia 25.4 cm hosszú FUD-3460 típusú szál gyors tengelye esetén

Az eltoló különböző állásainál Fourier-transzformációs módszerrel meghatároztam a spektrális fázistolás függvényeket, majd ezekre 1 μm körüli sorfejtésnek megfelelő polinomot illesztettem. A tapasztalatok alapján a fázisfüggvényben a másodrendű tényezőnek volt a legnagyobb szerepe. A függvényillesztés és a fázisfüggvény a 24. ábrán látható.



24. ábra Spektrális fázistolás függvény a FUD-3460 típusú szál esetén

Az eltoló különböző állásainál elvégeztem a Fourier-transzformációs kiértékelést, amelynek eredményei a 25. ábrán szereplő táblázatban gyűjtöttem össze.

eltoló pozíció (mm)	5,12	5,13	5,14	5,15	5,16	5,17	5,18	5,19	5,2
GD (fs)	-2431	-2252	-2141	-1976	-1882	-1748	-1604	-1509	-1327
GDD (fs^2)	9108,6	8882	8938	8781,8	8972	8976	8926	9170	8796

#### 25. ábra Különböző referencia karhosszaknál kiértékelt interferogrammok csoport késés és csoport késés diszperziója

Az eltérő eltoló állásoknál közel azonos GDD értékek és a GD (késleltetés) lineáris változása igazolják a Fourier-transzformációs módszer hatékonyságát. A különböző központi hullámhosszakra való függvényillesztést elvégezve megkapjuk a keresett diszperziós görbénket. A 24. ábrán látható spektrális fázistolás függvény magában hordozza a be illetve kicsatoló objektív diszperzióját is. Ennek megfelelően ezek diszperzióját hasonló módon külön meghatároztam egy Michelson interferométer segítségével, majd a közös diszperziós függvényből kivontam. A referencia kart kitakarva és a polarizációt elforgatva mind a két polarizációs tengelybe egyszerre csatoltam be. Ekkor az analizátor után elhelyezett spektrográfon interferenciaképet kaptam, amelyből a polarizáció módus diszperzió azonnal

meghatározható volt. A kapott csoportkésleltetés diszperziók hullámhossztól való függését a 26. ábrán szemléltetem 1 méter hosszú szálra átszámolva a kromatikus diszperzió (lassú tengely) és a polarizációs módus diszperzió esetében.



26. ábra 1m hosszú FUD-3460 optikai szál kromatikus és polarizációs módus diszperziója

#### <u>PM980:</u>

A Nufern cégtől kapott másik szál esetén is elvégeztem a méréseket:



27. ábra Spektrális fázistolás függvény 24.5 cm hosszú PM980 optikai szál esetén

A FUD-3460 szál kiértékeléséhez hasonlóan itt is Fourier-transzformációs módszert alkalmaztam. Az objektívek diszperziójának korrigálása után, megkaptam a szál gyors tengelyére a csoportkésleltetés diszperzió függvény. A FUD-3460-as szállal ellentétben a PM980-as szálnál nem tapasztaltam jelentős kettőstörés jelenségét, így annak meghatározására az elrendezés alkalmatlannak bizonyult.



28. ábra Csoport késés diszperzió hullámhosszfüggése 1 m hosszú PM980 szál esetén Összehasonlítás:

A száloptikában a csoport késés diszperzió helyett az (5) egyenlettel definiált diszperziót szokás alkalmazni. Az általam vizsgált két szálra a 29. ábra szemlélteti a két

diszperziós görbét, valamint a Nufern cég munkatársai által számolt elméleti diszperziós görbét tüntettem fel a PM980-as szál esetén.



#### 29. ábra A FUD-3460 és PM980 szálak diszperziós görbéi, felül a mért eredményekkel alul a gyártó által modellezett PM980 szál diszperziója

Az 1 μm-es központi hullámhosszon történt polinom illesztéseket és azok pontosságát a 30. ábra táblázatában foglaltam össze.

mért szálminták	fi0 (rad)	GD (fs)	GDD (fs^2)	TOD (fs^3)
FUD-3460	326.6±0.2	-1983±7	8950±89	-25794±867
FUD-3460 PMD	156.6±0.3	392.4±9.2	778.6±53	-1453±409
PM980	-403.2±0.4	415.6±10.1	9840±117	-12936±349

30. ábra A mért diszperziós együtthatók értékei, valamint mérési hibájuk

## **Tapasztalatok**

Amint a 29. ábrán is látható, az általam kimért diszperziós értékek kitűnő egyezést mutatnak a gyártó cég által szolgáltatott elméleti számításokon alapuló diszperziós görbékkel. A továbbiakban egy olyan kompakt szálmérő berendezés megépítésének lehetőségét helyezem kilátásba, amely képes a közeli infravörös tartományban tetszőleges típusú szálminták kimérésére.

Bár a Fourier-transzformációs módszer széleskörűen alkalmazhatónak tűnik, a kapott interferogram kiértékelése nehézkes. Egyrészt a megfelelő ablak függvény megválasztása hatással van a kapott fázisfüggvényre. Másrészt ritka csíkrendszer esetén a hasznos jel a spektrum elején helyezkedik el az alacsonyfrekvenciás komponensektől Fourier megkülönböztethetetlenül. A jel megtalálása érdekében sokszor célszerű logaritmikus skálán dolgozni. A diszperzió előjelének meghatározását legegyszerűbben az állandó fázisú pont mozgási irányából határozhatjuk meg. Ha a referencia kar hosszát növeljük és az állandó fázisú pont a spektrum alacsonyabb hullámhosszú komponensei felé tolódik el, akkor a diszperzió értéke pozitív. A fázisfüggvény letapogatásához ekkor csak egy eltolóra van szükség, amely egyszerűvé viszont hosszadalmassá teszi az eljárást. Egy programozható eltoló és egy fázispont felismerő program segítségével az eljárást egyszerűsíteni lehet. Sok esetben azonban a levegőben történő terjedés miatt a nyalábirány és a diszperzió is változik, így az állandó fázisú pont helye változik. A minimum maximum módszer igen hatékony tud lenni, főleg amikor a Fourier-transzformációs módszer nem működik a moduláció ritkasága miatt. Alkalmatlannak bizonyul viszont akkor, amikor a spektrum túl zajos vagy a modulációs mélység túl kicsi.

Mikrostruktúrált optikai szálak esetén a mag üreges, így a kapillaritás miatt a levegőben lévő páratartalom a szál belsejébe szívódik. A becsatolás megkezdésekor ezért csak kis része megy át a lézerfénynek, majd idővel a páratartalom kidiffundálása után a hatásfok megnő. Kis intenzitású fehér fény esetén ez a jelenség nem volt tapasztalható, mivel a teljesítmény nem volt elég a megnövekedett páratartalom eltüntetésére.

## Összegzés

Dolgozatomban a Nufern cég által gyártott FUD-3460-as szál kromatikus illetve polarizációs módus diszperzióját valamint a PM980-as szál kromatikus diszperzióját határoztam meg nagy pontossággal spektrálisan bontott interferometriát alkalmazva. A minták karakteresen másodrendű diszperziót hordoztak magukban. A kapott diszperziós görbék jó egyezést mutatnak az elméleti számítási módszerekkel kapott görbével. A mérések elvégzéshez egy infravörös spektrográfot építetem meg, amely kalibrációs görbéje a lineáristól 0.52 RMSE-vel (root mean square error) tért el A két szálminta esetén kisebb mint 2%-os hibával határoztam meg a csoport késés diszperzió értékét az 1 µm-es központi hullámhossz körül. Az elvégzett mérések és a mérések során felhalmozott tapasztalatok jó kiindulási pontot jelentenek a széles tartományú nagy pontosságú infravörös szál spektroszkópia megvalósítására. A mérésekkel igazoltam egy olyan mérőberendezés megépítésének lehetőségét, amely a közeli infravörös tartományban képes tetszőleges optikai szál diszperziós tulajdonságának meghatározására.

## Irodalomjegyzék

[1] Diels J.-C., Rudolph W. ,Ultrashort Laser Pulse Phenomena,Elsevier, Second Edition, 2006

[2] Osvay K., Ultrarövid impulzusok lineáris terjedése, összenyomása és fókuszálása, A kvantumoptika és optika legújabb eredményei, Szeged, 2006

[3] Kovács A., Optikai elemek fázistulajdonságainak interferometrikus vizsgálata (PhD értekezés, Szeged, 2000).

[4] Brandon Collings, Fred Heismann, Gregory Lietaert, "Reference Guide to Fiber Optic Testing", Volume 2, JDSU, 2010

[5] Sergey Ten, Merrion Edwards, An Introduction to the Fundamentals of PMD in Fibers, White Paper, Corning Incorporated, 2006

[6] http://www.muszeroldal.hu/measurenotes/feny1.pdf

[7] Kromatikus- és polarizációs módus diszperzió jelenségek és mérési ajánlások, http://www.equicom.hu/

[8] http://en.wikipedia.org/wiki/Polarization-maintaining\_optical\_fiber

[9] A.Börzsönyi, A.P.Kovács, M.Görbe, K.Osvay, Advances and limitations of phase dispersion measurement by spectrally and spatially resolved interferometry, Opt.Commun. 281 (2008) 3051-3061

[10] S. Diddams, and J. C. Diels, Dispersion measurements with whitelight interferometry, J. Opt. Soc. Am. B 13, 1120–1128 (1995)

[11] Christophe Dorrer, Nadia Belabas, Jean-Pierre Likforman, and Manuel Joffre, Spectral resolution and sampling issues in

Fourier-transform spectral interferometry, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 17, No. 10 (2000)

[12] T. Grósz, A. P. Kovács et al. Measurement of higher order chromatic dispersion in a photonic bandgap fiber: comparative study of spectral interferometric methods, Applied Optics, Vol. 53, Issue 9, pp. 1929-1937 (2014)

[13] L. G. Cohen, "Comparison of single-mode fibre dispersion measurement techniques," J. Lightwave Technol. 3, 958–966 (1985).

[14] P. Hlubina, M. Szpulak, D. Ciprian, T. Martynkien, and W. Urbańczyk, "Measurement of the group dispersion of the fundamental mode of holey fiber by white-light spectral interferometry", Optics Express, Vol. 15, Issue 18, pp. 11073-11081 (2007)

[15] P. Merritt, R. P. Tatam, and D. A. Jackson, Interferometric chromatic dispersion measurements on short lengths of monomode optical fibre, J. Lightwave Technol. 7, 703–716 (1989)

[16] P. Hlubina, P. Merritt, D. Ciprian, Spectral interferometry-based chromatic dispersion measurement of fibre including the zero-dispersion wavelength, J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. 7, 12017 (2012)

[17] <u>http://pveducation.org/pvcdrom/characterisation/electroluminescence</u>

[18] J.E. Sansonetti, W.C. Martin, and S.L. Young (2005), *Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data* (version 1.1.2).

[Online] Available: http://physics.nist.gov/Handbook [2014, 12 04]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

## Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek Dr. Osvay Károlynak, munkám során nyújtott nélkülözhetetlen segítségét, jó tanácsait és hasznos észrevételeit. Szintén köszönet illeti a TeWaTi csoport minden tagját is, akik segítettek, hogy napi szinten, hatékonyon tudjam végezni a munkámat, legyen szó anyagbeszerzésről, szerelésről vagy papírmunkáról. Külön köszönettel tartozom Dr. Börzsönyi Ádámnak és Dr. Kovács Attilának a mérések során felmerülő problémák megbeszéléséért és hasznos tapasztalataikért, amelyeket megosztottak velem. Továbbá szeretném kifejezni köszönetemet a családomnak és a barátaimnak a támogatásukért.

## NYILATKOZAT

Alulírott Kovács Máté Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: KOMRACT.SZE) az "Optikai szálak kromatikus diszperziójának meghatározása a közeli infravörös tartományban" 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, 2014. december 6.

.....

Kovács Máté