

SZAKMAI ZÁRÓJELENTÉS

OTKA szerződés száma: 76404

Cím: Fotonikus kristálysálak tervezése és alkalmazása femtoszekundumos optikai szállézekben, erősítőkben valamint optikai parametrikus oszcillátorokban

Témavezető: Szipócs Róbert, PhD (MTA Wigner FK SZFI)

Beszámolási időszak: 2009. január 1 - 2003. december 31.

A jelenleg használatos telekommunikációs rendszerek (pl. telefon, internet) meghatározó része ma már nagy konverziós hatásfokkal (optikai teljesítmény / elektromos teljesítmény) rendelkező, optikai száalba csatolt („pigtailed”) lézerdiódákon, Er-adalékolt optikai szálerősítőkön (EDFA) és passzív optikai szálak átviteli technológián alapul, aminek következtében a telekommunikációs célra gyártott alkatrészek, eszközök ára rohamosan csökken. Az optikai szálak átviteli és diszperziós tulajdonságai miatt elsősorban az Er-adalékolt szálak kb. 1,5 és 1,6 mikron közé eső erősítési tartományát használjuk telekommunikációs célokra, mivel ebben a tartományban biztosítható az optikai impulzusok relatíve kis veszteségek mellett történő közel alakhű átvitele. Ugyanakkor az Er-adalékolt szálakból kinyerhető maximális teljesítmény, a konverziós hatásfok rendkívül alacsony az 1030 nm körül erősítési maximummal rendelkező Yb-adalékolt szálakhoz képest, ezért fontos tudományos és műszaki kérdésként merül fel, hogy milyen módon lehetséges Yb-adalékolt szálakon alapuló, ultrarövid impulzusú lézeroszillátorok, szálerősítők megépítése akár telekommunikációs, akár egyéb polgári esetleg katonai célokra.

Az Yb-szálás technológia hátrányai közül érdemes kiemelnünk kettőt: viszonylag keskeny az erősítési/hangolási tartomány, valamint az optikai szálak 1 mikron körül lényegesen nagyobb, normális diszperzióval (és veszteséggel) rendelkeznek, mint a telekommunikációban most használatos hullámhossz tartományban. Ennek következtében az Yb-adalékolt optikai szállézer/erősítő rendszereket inkább nagy átlagteljesítményű folyamatos, vagy impulzusüzemű lézererősítők, vagy kicsi, kompakt ultrarövid impulzusú szálintegrált oszcillátorok megépítésére használják jelenleg. A projekt szempontjából a teljesség igénye nélkül két fontos potenciális alkalmazási területet emelnék ki:

1. Nagy ismétlési frekvenciával (~10 kHz), nagy átlagteljesítménnyel (~500 kW) valamint nagy csúcsintenzitással (az impulzushossz a ~0.3 ps-os tartományba esik) rendelkező Yb-szálerősítő rendszerek megépítése. (Ld. még: Szipócs Róbert: Részecskegyorsítás femtoszekundumos szállézer rendszerrel: az ICAN projekt, MTA Wigner FK szeminárium, 2014.04.23. illetve: <http://www.izest.polytechnique.edu/izest-home/ican/overview/>).
2. Optikai szállézeres technológián alapuló nemlineáris mikroszkópiás és mikroendoszkópiás rendszerek valamint alkalmazásuk az orvosi diagnosztika és a gyógyszeripar területén. (Ld. még: http://www.innoteka.hu/cikk/kezben_tartott_nemlinearis_mikroszkopia.927.html).

Ebből az első még csak a tervasztalon létezik, de a fizika, azon belül a részecske- illetve magfizika fejlődése szempontjából nagy jelentősége lehet hosszabb távon. Az ICAN projekt előkészítő munkájában mint az MTA Wigner FK képviselője vettem/veszek részt, miután az

ultrarövid impulzusú, Yb-alapú szállézeres erősítő rendszerekkel az intézetben (illetve Magyarországon az egyetemi, akadémiai szférában) csak a mi kutatócsoportunk foglalkozik kb. 2006-tal kezdődően egy korábbi és a most záruló OTKA pályázat, és az ezekhez kapcsolódó Nemzeti Technológia Programok keretében. Az ipari szférában korábbi illetve jelenlegi ipari partnereink, a Furukawa Electric Institute of Technology (FETI) Kft. valamint az R&D Ultrafast Lasers Kft egyes munkatársai (korábbi PhD hallgatóim, diplomamunkásaim) rendelkeznek ezen a területen még tapasztalattal. A ICAN-nak elnevezett szállézeres erősítő rendszer fontosabb tervezett alkalmazási lehetőségei közül érdemes talán felsorolni a következőket: nagyenergiájú (> 1 GeV) töltött részecskék (elektron, pozitron) előállítása, ezek alkalmazása részecskefizika területén (a hagyományos rádiófrekvenciás részecskegyorsítók, pl. szinkrotronok, LINAC-ok kiváltása), spallációs neutron források előállítása pl. a nukleáris hulladék kezelése, lebontása céljából, daganatos betegségek kezelése (hadron terápia), űrszemét eltakarítása (műholdakra telepített Yb-erősítő rendszerekkel), izotópok szétválasztása.

Az OTKA projekt során kutatócsoportunk inkább a már elérhető közelségben lévő, „ajtón kopogtató” nemlineáris mikroszkópiás alkalmazásokat szem előtt tartva dolgozott a tudományos és technológiai célok érdekében az eredeti munkaterv alapján, aminek megvalósítása az utolsó 2 évben kisebb-nagyobb technológiai/műszaki problémákba ütközött, mint az a jelen beszámoló későbbi részéből kiderül. Ezek lényegét a következőkben foglalhatjuk össze: az egymódusú (SM), nem polarizációtartó (hagyományos, teljes visszaverődésen alapuló vagy fotonikus kristály szerkezetű) optikai szálakban a fény, az optikai impulzusok terjedése függ a fény polarizációs állapotától az ún. polarizációs módus diszperzió következtében. Ennek előfordulása, nagysága erősen függ a különböző környezeti hatásoktól (pl. hogy milyen sugárban hajlítjuk meg az optikai szálát, mekkora a környezeti hőmérséklet), aminek következtében hiába építünk teljesen szálintegrált Yb-lézeroscillátorokat, erősítőket, ezek működése erősen függ a fent említett környezeti hatásoktól: az általunk épített szálintegrált fs-os Yb-lézeroscillátor működése megfelelő mechanikai rögzítések, elektronikus szabályozás hiányában a környezeti változások hatására instabillá (pl. Q-kapcsolt vagy zajszerű működés) válik, ami lehetetlenné teszi a lézerimpulzusok megfelelő erősítését, kompresszióját illetve konverzióját pl. különböző nemlineáris optikai elemeken, így pl. az eredeti munkaterv elképzelt, Yb-szállézer és erősítő rendszerrel szinkron pumpált OPO megépítését.

Amikor a most felsorolt problémákkal szembesültünk, nagy erőfeszítéseket tettünk ezek megoldására: megfelelő mechanikai és termikus stabilitást biztosító tartómechanikákat, dobozolásokat terveztünk és készítettünk, nagyfrekvenciás analízátor áramköröket terveztünk és készítettünk el, aminek jelei segítségével elvégeztük az Yb-szállézer aktív szabályozását (Ld. még: 15. Csáti D, Szipőcs R: „Noise Characterization of a Mode-Locked, All-Fiber, All-Normal Dispersion Ytterbium Ring Oscillator Using Two-Channel Polarization Control by a Computer”, Technical Digest of Lasers, Sources, and Related Photonic Devices (OSA OPTICS & PHOTONICS CONGRESS, 2012, ISBN 978-1-55752-933-6) Paper FTh3.1A.1, 2012). Sajnos az OTKA az ezekre a munkákra fordított kiadásainkat nem fogadta el, mivel azok eredetileg nem lettek betervezve, így ezeket az eszközöket a projekt utolsó szakaszában más célra kellett használnunk (nemlineáris mikroendoszkóp megépítése) egy olyan projektben, amelynél az Yb-szállézer és erősítő rendszerre fordított költségeinket sikerült végül elszámolnunk.

Jelentős problémaként merült fel az OTKA projekt során az a körülmény is, hogy az OTKA projektre résztvevő kutatóként regisztrált friss diplomás illetve PhD-s kutatók többsége a projekt indulását követően – részben anyagi, részben szakmai megfontolásokból – külföldre kutatókként vagy magyar nagyvállalatokhoz helyezkedtek el. Részletesebben:

Résztvevő kutató	FTE tervezett:	FTE tény:
Szipócs Róbert	4 x 0,48 = 1,92	5 x 0,48 = 2,4
Cserteg András	4 x 0,15 = 0,6	0 x 0,15 = 0
Fekete Júlia	4 x 0,64 = 2,56	1 x 0,64 = 0,64
Péter Ágnes	4 x 0,08 = 0,32	4 x 0,08 = 0,32
Várallyay Zoltán	4 x 0,32 = 1,28	5 x 0,32 = 1,6
Antal Péter	4 x 0,6 = 2,4	3 x 0,6 = 1,8
Sándor Péter/Csáti Dániel (új alkalmazás)	4 x 0,8 = 3,2	3 x 0,8 = 2,4
	12,28	9,16

Itt érdemes megjegyeznünk, hogy témavezetőként OTKA pályázatommal célom az volt, hogy korábbi diplomamunka és PhD témavezetőként biztosítsam hallgatóimnak, tanítványaimnak a kutatómunkához szükséges feltételeket (bér, dologi kiadások, kisebb beruházások). Az OTKA pályázat beadásakor úgy tűnt, mindannyian támogatják elképzelésemet, hiszen mindannyian résztvevőként beregisztráltak a pályázat beadásakor.

Cserteg András (illetve munkáltatója, a Furukawa Electric Kft.) részvételét az OTKA zsűri eleve nem támogatta, így velük nem sikerült a tervezett alvállalkozói szerződést megkötni OTKA pályázatunkra.

Fekete Júlia (Yb-oszcillátorok) az első év elteltével intézetünkön belül másik kutatócsoportba (ELI Labor), majd külföldre „igazolt”. Az ő feladata az Yb- oszcillátorral kapcsolatos kutatómunka lett volna.

Péter Ágnes: utolsó évben az MTA Wignerben megváltozott nyugdíj szabályozás miatt már nem tudott a pályázaton dolgozni (PPLN minták).

Várallyay Zoltán: Rendszerben elvégezte a rá tervezett feladatokat (optikai szálmodellek).

Antal Péter: 2011 végéig rendszerben elvégezte a rá tervezett feladatokat (Yb-erősítő). Utána másik munkahelyre (Bosch) váltott.

Sándor Péter: Egy évig dolgozott az OTKA pályázaton, utána az USA-ba költözött PhD ösztöndíjasként. Az ő feladata az Yb-erősítővel pumpált OPO fejlesztése lett volna.

Csáti Dániel: Sándor Péter helyére vettük fel, az Yb-oszcillátor és erősítő fejlesztésén dolgozozz, 2012 nyarán ő is másik munkahelyre (Bosch) váltott.

A személyi problémák kezelésére témavezetőként tett intézkedéseimet sem intézetem vezetése („nem támogatjuk a kutatók röghöz kötését”, pl. más témákhoz (ELI) igazolását), sem az OTKA nem támogatta (ld. a korábbi pénzügyi beszámolóinkban OTKA által

kifogásolt, pl. bérkiegészítésekre vonatkozó tételeinket), így a projekt utolsó szakaszára jelentős, kb. 8 mFt összegű bérmaradványunk keletkezett.

A rendelkezésre álló pénzügyi erőforrások ésszerű, a projektcélokat legjobban szolgáló felhasználása a fent felsorolt technológiai, műszaki problémákat megszüntető technológiaváltás lett volna: az Yb- szállézer és erősítő rendszert polarizáció tartó (PM) szálakból építjük meg, majd ennek segítségével építjük meg a széles optikai spektrumban hangolható szinkron pumpált OPO-akat, mint azt eredetileg a pályázat beadásakor terveztük. Ehhez kb. 8 mFt-ért (ld. a személyi költségek maradványösszegét) vásárolnunk kellett volna egy, a polarizációtartó szálak hegesztésére alkalmas szálhegesztő berendezést. Az erre vonatkozó költségátcsoportosítási kérelmünket az OTKA – az érvényben lévő OTKA szabályozásra hivatkozva - szintén elutasította. Így most, a projektzáraskor ezt a maradványösszeget visszautaljuk az OTKA-nak – a szakterület hazai fejlődése, jövője szempontjából minden bizonnyal ez volt a lehető legésszerűbb döntés...

Így a projektzárás kapcsán a legtöbb, amit tehattünk, hogy az eredeti munkatervben az OPO megépítésére vonatkozó munkákat hasonló nagyságrendű, de polarizációs szálhegesztőt nem igénylő elméleti illetve kísérleti munkákkal helyettesítettünk (1. Optikai szálakban tárolt energia, az impulzusok késleltetése (csoportkésleltetés) és a móduseloszlás közti kapcsolat vizsgálata, 2. Optikai szálak diszperziójának, kettőtörésének modellezése, mérése), amelyeket megfelelően magas impakt faktossal rendelkező folyóiratokban publikáltunk most, a projekt zárásakor 2014-ben. A beszámoló határidőre történő beadását ez hátráltatta, hiszen az OTKA minimális elvárása a sikeres projektzáráshoz az volt, hogy az utolsó évben még két további referált folyóiratbeli közlemény kerüljön a pályázat témakörében elfogadásra.

További, még nem publikált eredményeinket a beszámoló utolsó részében részletesen ismertetjük (fotonikus kristály optikai szálak nemlineáris optikai közegként tartalmazó FOPA-ra (Fiber Optic Parametric Amplifier) vonatkozó számítások. Ez utóbbi megoldással gyakorlatilag kiválthatjuk az eredetileg tervezett PPLN alapú OPO megépítését, hiszen az általunk kiváltani kívánt Ti-zafír lézerek hangolási tartományát (~680 nm – 1050 nm) lefedhetjük megfelelően méretezett fotonikus kristály szálak (PCF) alkalmazásával.

És akkor most a projekt során elért fontosabb tudományos eredményekről részletesebben:

A kutatás célja olyan speciális, fotonikus kristály szerkezetű optikai szálak modellezése, tervezése, minősítése és alkalmazása volt elsősorban a femtoszekundumos lézerfizika és optika területén, melyekben a fény terjedése nem a jól ismert teljes visszaverődésen, hanem az optikai vékonyréteg fizikából jól ismert többsugaras fényinterferencia jelenségén alapul.

Az üvegmagos fotonikus kristály szálak esetében ez lehetőséget teremt a szokásosnál lényegesen kisebb (pl. NL - nemlineáris szálak) vagy nagyobb (LMA – Large Mode Area) magátmérőjű egymódusú optikai szálak megvalósítására. Kisebb magátmérők esetén a szál diszperziója jelentősen függ a szál szerkezetétől, ami jelentősen befolyásolja a fázisillesztési viszonyokat az optikai szálban lejátszódó nemlineáris folyamatokban.

Az optikai többsugaras interferencia jelensége továbbá lehetővé teszi olyan szerkezetek megvalósítását, amelyekben a fény nem üvegben, hanem levegőben terjed (HC- Hollow Core), így a femtoszekundumos lézerimpulzusok a nagy csúcsintenzitások ellenére viszonylag kis nemlineáris hatást eredményeznek. Ezeket az optikai szálakat üreges fotonikus kristály vagy Bragg szálaknak nevezik. A jelenleg ismert, kereskedelmi forgalomban pár éve

már kapható üreges szálak optikai tulajdonságai, így a spektrális átviteli és diszperziós tulajdonságai viszont közel sem ideálisak: a fotonikus kristály szálak elvileg alkalmasak lennének több száz nanométeres tartományon veszteségmentesen átvinni a fényt, viszont a gyakorlatban ez 100-150 nm-es tartományra korlátozódik az ún. felületi illetve leaking-módusok problémája miatt. Másik fontos korlát volt, hogy a vezetési tartományon belül a tipikusan anómális másodrendű diszperzió mellett meglévő harmadrendű diszperzió (dispersion slope) értéke erősen eltért nullától és ennek előjelét és nagyságát a korábban ismert szerkezetekkel nem lehetett befolyásolni. Pályázatunk célja az volt, hogy megfelelő egydimenziós modell (mátrix módszer) illetve kétdimenziós modellek (pl. végeselem módszer) alkalmazásával olyan szerkezeteket találjunk, amelyek mentesek a fenti problémáktól.

További célunk az volt, hogy olyan impulzus üzemi, Yb alapú szállézeret illetve erősítőt építsünk, amelyeknek 1 mikron körüli diszperziókompenzálását anomális diszperzióval rendelkező, üreges fotonikus kristály szálak alkalmazásával oldjuk meg. Az optimális paraméterekkel rendelkező, 1 mikronon működő Yb-szálerősítő és kompresszor egység elkészülte után olyan ultraszélessávú optikai parametrikus oszcillátor (OPO) kifejlesztését és megépítését terveztük, mely lehetővé teszi széles sávban működő (ultrarövid impulzusú) vagy széles sávban hangolható, PPLN kristályon alapuló OPO megépítését 1.55 mikron körüli középhullámhosszal a fenti ismertetett szállézer, mint pumpalézer alkalmazásával. Az így megépített OPO frekvenciakétszerezésével gyakorlatilag kiváltható a jelenleg leggyakrabban alkalmazott, impulzusüzemi (ps-os vagy fs-os) hangolható Ti-zafir lézer azzal a lényeges különbséggel, hogy a kimenő teljesítmény nagysága lényegesen kevésbé függ a működési hullámhossztól. További fontos szempont, hogy az így megépített, legalább két hullámhosszon szinkron működő hangolható lézeres fényforrás előnyösen alkalmazható többek között a fluoreszcens jelölésektől mentes, in vivo CARS/SRS mikroszkópiában, miután a megépített ~1030 nm-en működő Yb-szállézer-erősítő rendszer mint Stokes nyaláb, a frekvenciakétszerezett OPO nyaláb pedig pumpa nyalábként használható ezeknél a mikroszkópiás méréseknél.

Az egyes részfeladatokról most részletesebben:

Fotonikus kristály szálak modellezése, tervezése

Részfeladatok listája:

- 1.1. részfeladat: Egydimenziós modell kifejlesztése üreges fotonikus kristály szálakra
- 1.2 részfeladat: Végeselem módszer kidolgozása üreges fotonikus kristály szálak kétdimenziós modellezésére.
- 2.1 részfeladat: Rezonanciáktól mentes üreges fotonikus kristály szál tervezése.
- 2.2 részfeladat: Negatív (anomális) harmadrendű diszperzióval rendelkező üreges fotonikus kristály szálak tervezése (2D Gires-Tournois interferométer megvalósításával).

Szálvezetőkön alapuló rendszerek tervezésénél az egyik fő irányzat az, hogy teljesen szálintegrált berendezéseket építsenek, mivel azok elvileg környezeti hatásokra érzéketlenebbek, kompakt felépítésűek és karbantartásmentes működést biztosítanak. Az ultrarövid (<100 fs) impulzusokat előállító szállézeret és erősítők esetében ahhoz, hogy az

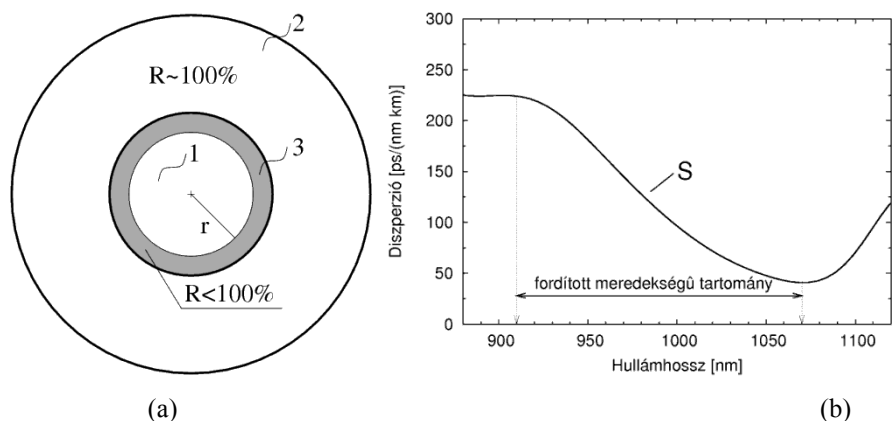
időalak torzulását elkerüljük, a diszperzió precíz szabályozására van szükség, legalább a harmadik rend erejéig.

További fontos feltétel, hogy a kompresszált ultrarövid impulzusok további nemlineáris hatásoktól mentesen terjedjenek, amíg az impulzusok a mintáig el nem érnek. Ez utóbbi feltételnek az ún. légmagos fotonikus kristály szálak (PBG szál) felelnek meg, ahol a fénytjeljesítmény jelentős (~95%) része levegőben terjed. A korábban használt légmagos PBG szálak esetében a diszperzió a hullámhossz függvényében egy harmadrendű függvény, amelyre rendszerint, mint a sávbeli vezetés kanonikus alakjára szoktak hivatkozni, amely a rövidebbtől a hosszabb hullámhosszak felé monoton növekvő, így a harmadrendű és a magasabb rendű diszperzió nem elhanyagolható ott, ahol a másodrendű diszperzió kicsi. A diszperziós profil mindazonáltal nem nyújt megfelelő feltételeket az ultrarövid impulzusok kompressziójához vagy diszperzió kompenzálásához, mivel a maradék magasabb rendű, leginkább harmadrendű diszperzió összetevő erősen torzított impulzusokat eredményez mellékimpulzusokkal egy bizonyos sáv szélesség és terjedési távolság fölött. Az egyik legfontosabb alkalmazás, a nemlineáris mikroendoszkópia esetében közel torzításmentes, jó minőségű optikai impulzusok kívánatosak, mellékimpulzusok nélkül.

Jól ismert, hogy a széles körben alkalmazott egymódusú optikai üvegszálak normál diszperziót mutatnak ($D < 0$) és pozitív diszperziós meredekséget ($S > 0$) az 1,3 mikron hullámhossz alatt, ahol a diszperzió (D) és a diszperziós meredekség (S) [$\text{ps nm}^{-1} \text{km}^{-1}$] és [$\text{ps nm}^{-2} \text{km}^{-1}$] mértékegységekben van megadva. A szilárd magú optikai szálak (PBG) akár normális, akár anomális ($D > 0$) diszperziót adhatnak a vezetési sávban, ez függ a konkrét szerkezeti kialakítástól, de a diszperziós meredekség az ismert kiviteleknel mindig pozitív ($S > 0$). Ezzel ellentétben az üreges magú PBG szálak jellemzően anomális diszperziót ($D > 0$) adnak a sáv nagyobbik részén, de a diszperzió meredekség mindig pozitív ($S > 0$) a korábban használt periodikus Bragg struktúráknál.

A kutatás során munkánk célja az volt, hogy a PBG szálak diszperziós profilját némi szerkezeti módosítás által beállítsuk olyan módon, hogy az eredményül kapott diszperziós függvény kompenzálhassa más optikai elemeknek mind a diszperzióját, mind diszperziós meredekségét azon célból, hogy szélessávú diszperzió kompenzálást tudjunk nyújtani szál alapú lézeres rendszerekben, különösen nagy csúcsteljesítményű pikoszekundumos vagy femtoszekundumos impulzuslézer oszcillátorok vagy erősítők esetében. Ezen új PBG szál egyszerűsítheti az ilyen rendszerek tervezését, amelyekben az ultrarövid impulzusok diszperzió kompenzációja szálból történő kicsatolás nélkül megoldható, pusztán egy darab megfelelő diszperzió profilú PBG szál beillesztésével a rendszerbe.

Az 1.1.(a) ábrán fordított meredekségű diszperziós karakterisztikát megvalósító optikai szál sematikus rajzát látjuk, a következő három szerkezeti elemmel: (1) egy üreges vagy szilárd mag, amely (2) fotonikus kristály szerkezetű köpennyel van körülvéve vagy egy váltakozóan nagy és kicsi törésmutatójú köpeny struktúrával, amely magas visszaverési tulajdonsággal rendelkezik a működési sávban terjedő módusokra nézve, valamint egy (3) részleges visszaverő réteget, amely megszabja a sáv közép körüli diszperziót.



1.1. ábra. (a) Fordított diszperziós meredekségű (S) PBG szál sematikus rajza. (b) Fordított meredekségű diszperziós függvény.

A magot radiális irányban a részleges visszaverő réteg követi, azon célból, hogy a fordított diszperziós meredekség széles frekvencia tartományban megvalósuljon, mivel a PBG szálakban a mag körüli első periódusnak van a legnagyobb szerepe a teljes effektív törésmutatóra nézve a terjedési módusokban. A PBG szál struktúrája megfelelő ahhoz, hogy a 1.(b) ábrán bemutatott fordított meredekségű diszperziós függvényt megvalósítsuk.

A részleges visszaverő réteg megfelelő kialakítása kulcsfontosságú azért, hogy a kívánt hullámhossz tartományban fordított meredekségű diszperziós függvényt nyerjünk. A javasolt szerkezet egydimenziós analógiája egy teljes visszaverő és egy részleges visszaverő eszközt tartalmaz, amelyek egy "távartó" réteggel vannak elválasztva, és amely struktúra Gires-Tournois interferométer (GTI) néven ismeretes. Egydimenziós optikai vékonyréteg kivitelemnél az ilyen interferométerek váltakozó nagy és kicsi törésmutatójú negyedhullámú (QW) rétegekből állnak, amelyek nagy visszaverést biztosítanak a működési sávban, továbbá távartó és részlegesen visszaverő rétegeket tartalmaznak, amelyek vastagsága és törésmutatója megfelelően választandó meg a kívánt diszperziós profil elnyeréséhez. Azt találtuk, hogy ezen egydimenziós analógia [1,3] segíti a kétdimenziós, fordított diszperziós meredekségű optikai szálak tervezését: itt alkalmazhatjuk az optikai vékonyrétegek tervezésében széleskörűen alkalmazott módszereket [1,3]. A részleges visszaverő réteg (vagy GTI réteg) bevezetése egy optikai száznál különböző módokon érhető el a PBG szál alapvető szerkezetétől függően [2,4,5,8,11-13]. A gyakorlatban is megvalósítható fordított diszperziós meredekségű optikai szálak tervezésekor további fontos megoldandó kérdés volt az ún. szivárgó módusok problémája [1,3], amelyet méhsejt szerkezetű optikai szálak alkalmazásával sikerült véglegesen megoldanunk [11-13].

Optikai vékonyréteg analógia alapján egydimenziós analitikus módszert dolgoztunk ki fotonikus kristály optikai szerkezetek modellezésére, tervezésére [1,3]. Az egy dimenziós modell alapján kapott eredményeinket összehasonlítottuk a lényegesen számításigényesebb, végelem módszeren alapuló 2D modell eredményeivel. Azt találtuk, hogy a modellparaméterek (effektív törésmutató profil, effektív „kritikus beesési szög”, stb.) megfelelő megválasztása esetén az 1D modell megfelelő pontosan írja le a fotonikus kristálysálak spektrális tulajdonságait, és a hullámvezetésből adódó diszperziót leszámítva megfelelően írja le az adott szerkezet alapvető diszperziós tulajdonságait. A módszert eredményesen alkalmaztuk mind szélessávú, üreges szerkezetű fotonikus kristály szálak tervezésére, mind üreges Bragg szálak diszperziós tulajdonságainak módosítására. Az alábbiakban a rezonanciáktól (szivárgó módus) mentes szálak tervezésével kapcsolatos eredményeinket foglaljuk össze.

A fotonikus bandgap (PBG) szálakat az optikai vékonyréteg analóga alapján mint 2D vékonyréteg dielektrikum tükröket kezelhetjük, amelyben a fény közel surlódó beesésben verődik vissza. Az ún. kritikus beesési szög, Θ_0 -t az effektív törésmutató valós részéből (\Re), $n_{\text{eff}}(\lambda)$ az alábbi összefüggés alapján számíthatjuk ki:

$$\Theta_0 = \arcsin(\Re(n_{\text{eff}})).$$

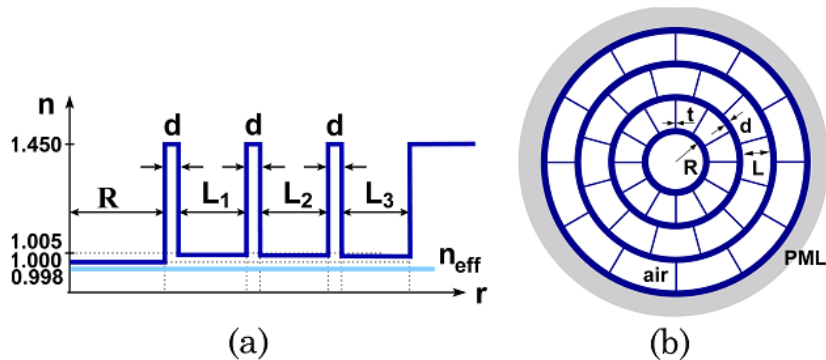
Megjegyezzük, hogy kritikus beesési szögnek azt a legkisebb beesési szöget nevezzük, ahol a fényt még vezeti a PBG szál.

Hasonlóan a negyedhullámú rétegekből álló dielektrikum tükrökhöz, ahhoz, hogy rezonanciáktól mentes PBG szerkezetet tervezzünk, készítsünk úgy, hogy adott törésmutató kontraszt mellett a legszélesebb legyen a vezetési sáv, a köpenyben lévő egyes rétegek fizikai vastagságát (PT_i) olyanra kell megválasztanunk, hogy az adott referenciahullámhosszon (λ_0) az optikai vastagságuk negyedhullámú (QW), azaz $\lambda_0/4$ legyen az adott beesési szög esetén.

$$PT_i = \frac{\lambda_0}{4 n_i \cos(\Theta_i)},$$

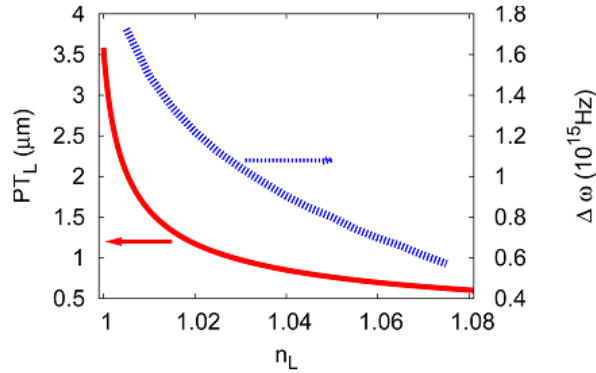
ahol n_i az i -dik réteg törésmutatója, Θ_i pedig a Snellius-Descartes törvény alapján számított törésszög az adott rétegben.

A szivárgó módus mentes üreges fotonikus kristály szálak (HC-PBG) tervezésénél meglepő, bizonyos értelemben sokkoló eredményre vezet a fenti összefüggés: a HCPBG szálak vékony üveges kvarcgyűrűkből (fused silica, FS) állnak, melyek között levegőréteg van. A gyűrűk közötti távolságot vékony kis üveg távtartók biztosítják (ld. 1.2. ábra).



1.2. ábra

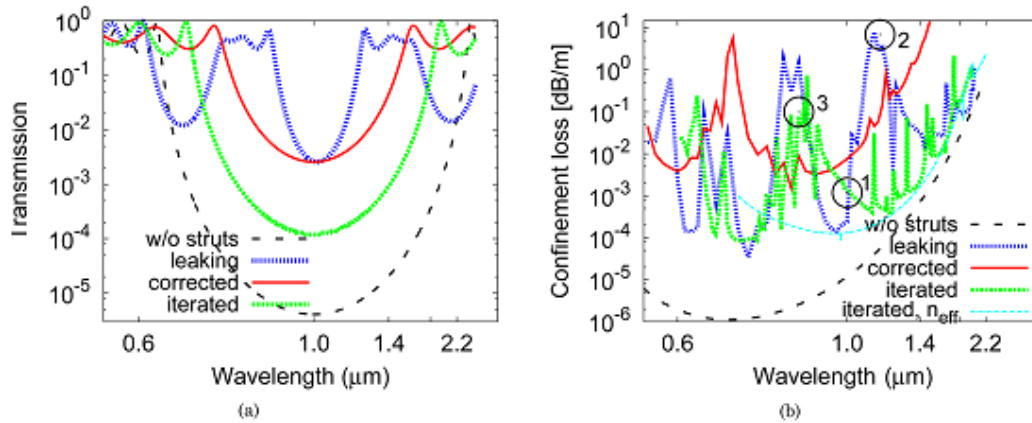
Mint ahogy azt az alábbi számítások bizonyítják, a távtartó gyűrűktől származó néhány százalékos törésmutató változás drasztikusan megváltoztatja az adott rétegre számított törési szöget, így a réteg negyedhullámú optikai vastagságát is. Ezek a kis eltérések a számított és a valós törésmutató profilban jelentős hibákat okozhatnak, szivárgó módusok megjelenését vonhatják maguk után.



1.3. ábra

Az 1.3. ábrán azt szemléltetjük, hogy a „levegő” vagy „spacer” réteg optimális (QW) vastagsága, illetve a Bragg szerkezet relatív sávzélessége hogyan változik meg távtartó hidak relatív méretének, kitöltési tényezőjének függvényében. Ezt a változást a „spacer” réteg effektív törésmutató változásával írjuk le. A piros görbe azt mutatja, hogy míg egy körüli effektív törésmutató esetén a távtartó rétegek optimális vastagsága 3.5 mikron körüli, addig 4%-os törésmutató változás esetén az optimális rétegvastagság 0.75 mikron körüli. A kék görbe azt mutatja, hogy a HC-PBG szerkezetek effektív sávzélessége drasztikusan csökken, amennyiben a „spacer” rétegek törésmutatója néhány százalékkal eltér a levegőétől. Az üvegrétegek törésmutatóját a számítások során 1.45-nek vettük. Megjegyezzük, hogy hasonló mértékű törésmutató változást a levegőből az üvegszál mikrokapillárisaiba adszorbeálódó víz is okozhat, ezért fontos az ilyen típusú optikai szálak körültekintő kezelése.

A fenti összfüggések felhasználásával sikerült megfelelő sávzélességű, HC-PBG szerkezetű optikai szálakat terveznünk az 1D modell pontosítása, az effektív törésmutató értékek pontosabb meghatározása után [1], ezt a 1.4. ábrán szemléltetjük.



1.4. ábra

A bal oldali ábrán az 1D számításokat, míg a jobb oldali ábrán a 2D végelem számítások eredményét látjuk. Természetesen a legjobb eredményeket az ideális (távtartó mentes) esetre kapjuk (fekete görbe), a távtartókat tartalmazó hasonló szerkezetre számított görbét szivárgó módusok szabdalják (kék görbe), a korrigált vastagságú szerkezetre kapott eredmény már viszonylag jól használható (~ 700 nm és ~1400 nm között vezeti jól a fényt, piros görbe).

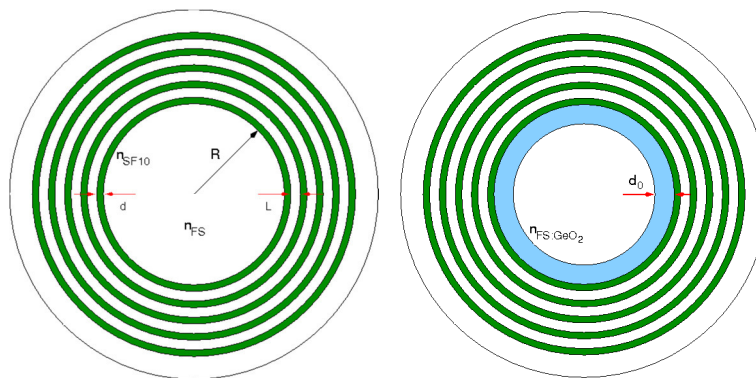
A fenti eredmények alapján egyértelművé vált, hogy az üreges fotonikus kristályszálak tervezése során az ú.n. méhsejt (honeycomb) szerkezetű optikai szálak felé kell fordulnunk,

ahol viszont a most bemutatott 1D modell alkalmazása sokkal korlátozottabb a hengerszimmetria elvesztése miatt.

A gyakorlatban is megvalósítható léghagyas, fordított diszperziós meredekségű optikai szálak tervezésekor a legfontosabb megoldandó kérdés tehát az ún. szivárgó módusok problémája volt (ld. 1.4 ábra), amelyet méhsejt szerkezetű optikai szálak alkalmazásával sikerült véglegesen megoldanunk.

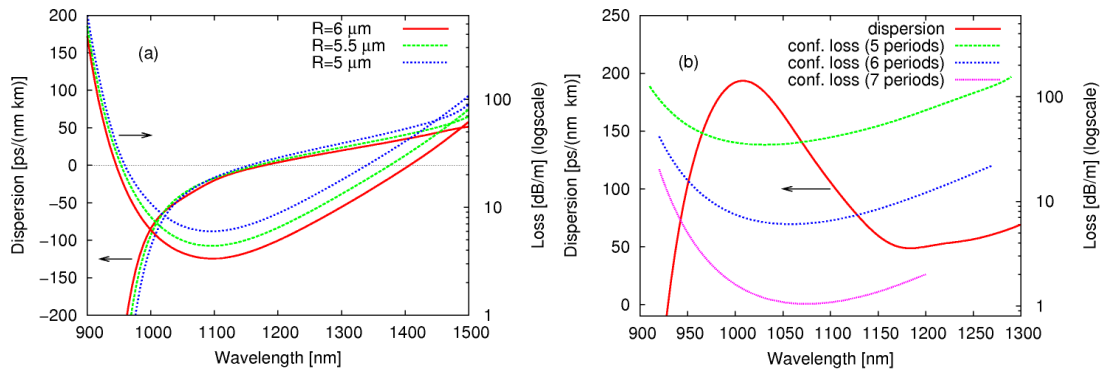
Most néhány konkrét példán keresztül bemutatjuk legfontosabb eredményeinket. *A diszperzió módosítása tehát úgy tehető meg, hogy egy rezonáns réteg bevezetésével sikerül elérni a terjedő módus frekvenciafüggő térbeli eloszlását, ezzel az ott tárolt energia függvényében a diszperziós profil változik* (részletesebben ld. még [21]: Várallyay Z, Szipőcs R: Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers, IEEE J. SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, in Special Issue on "Fiber Lasers", accepted for publication (2014) – a cikket csatoljuk a részletes szakmai beszámolóhoz, mert közlésre elfogadott, de még online el nem érhető közleményről van szó).

A szilárd magú PBG szálaknál a részlegesen visszaverő réteg a szál magja körül kialakítható egy kissé (1-2%) nagyobb törésmutatójú réteg bevezetésével [2,4,5,8,11-13], melynek vastagságát vékonyréteg analógián alapuló 1D számításokból határoztuk meg. Ennek alapján ezen réteg vastagságát 1.5-szörösének találtuk a kisebb törésmutatójú réteg vastagságának (lásd a szerkezet kapcsán a 1.5. ábrát). A bandgap 1050 nm körüli beállításához a d és L rétegvastagságokat $0.5 \mu\text{m}$ és $0.657 \mu\text{m}$ -nek választottuk az SiO_2 és az SF10 üveg törésmutatóit alapul véve. Frekvenciafüggő tranzverzális móduseloszlást (fordított diszperziós meredekséget) az LP02-es módus mutat. Az alapszerkezetben és a részleges visszaverővel ellátott szerkezetben számolt módusok diszperziós függvényeit a 1.6. ábra foglalja össze, amelyen jól látszik a diszperzió módosíthatósága és a diszperzió meredekségének a megfordítása. A 1.6. ábrán látszik, hogy a diszperzió meredekségének megváltoztatása több mint 170 nm-es tartományon sikerült, amely a 20 fs transzformáció limit alatti impulzushosszak elérését is lehetővé teszi. Egy ilyen módosított és hagyományos PBG szál együttes használatával a rendszer összes diszperziójának magasabb rendű járulékai nullára állíthatóak elkerülve az ultrarövid impulzusok lényeges torzulásait.



1.5. ábra

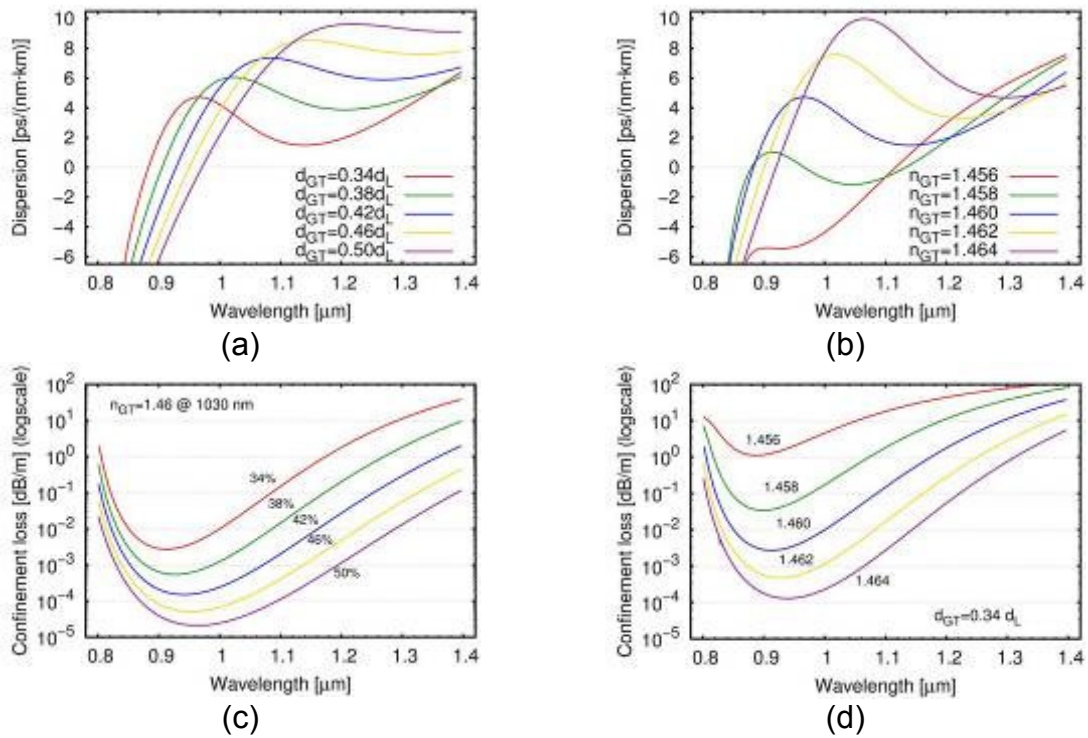
Bragg szál szerkezete R mag sugarával, d nagy törésmutatójú réteg vastagsággal és L kis törésmutatóval. A számolások során a kis törésmutató a szilika üveg törésmutatójával, míg a nagy törésmutató az SF10-es üveg. A jobb oldali ábrán a bevezetett részleges visszaverő réteg d_0 vastagságú és germánium-dioxid-dal megnövelt törésmutatóval az SiO_2 -höz képest.



1.6. ábra

(a) diszperzió és veszteség különböző magátmérek esetén, hagyományos Bragg PBG szálakban. (b) 170 nm-en megfordított diszperzió egy részlegesen visszaverő réteg bevezetésével a Bragg PBG szál magja körül. A különböző veszteségi görbék különböző számú periódus meglétéhez kapcsolhatóak a rezonáns szerkezet körül.

A fenti eredményekkel kapcsolatban viszont jelentős probléma, hogy a fordított diszperziós meredekséget csak az LP02 módusra sikerült kimutatnunk, az alaplómódusra nem, ami jelentős problémákhoz vezet a gyakorlati alkalmazásokban (pl. hogyan tudunk egy egymódusú optikai szálból az SC-PBG szál LP02 módusába csatolni a fényt). Ezért további számításokat végeztünk, hogy az alaplómódusra is sikerüljön a kívánatos fordított diszperziós meredekséget elérnünk [13]. Az LP01 alaplómódus esetén a bandgap 1050 nm körüli beállításához a d_H és d_L rétegvastagságokat egyenként $0.95 \mu\text{m}$ és $3.9 \mu\text{m}$ -nek találtuk. Ehhez a nagy törésmutatójú réteg 1.4998 , a kis törésmutató 1.4498 és a GT réteg törésmutatóját 1.46 -nak választottuk 1030 nm -en. A kapott diszperziós függvények, melyek 200 nm -nél szélesebb hullámhossz tartományban mutatnak megfordított meredekséget, a 1.7. ábrán foglaltuk össze.



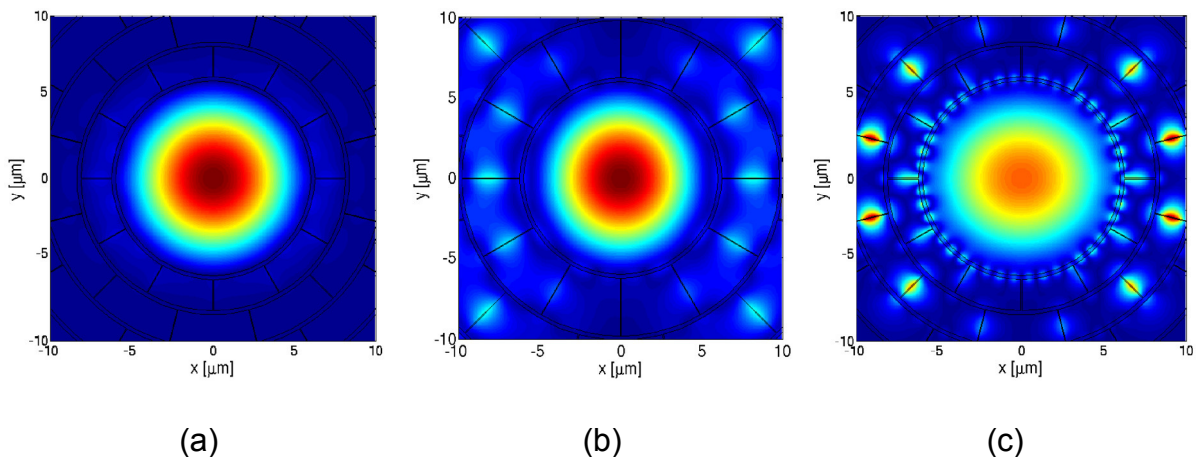
1.7. ábra

(a),(b) diszperzió és (c),(d) veszteség profilok különböző n_{GT} és d_{GT} értékek esetén.

Nagyon fontos eredmény ugyanakkor az is, hogy a szerkezeti módosítások nem csak a megfordított meredekséget, hanem alkalmas paraméter választás esetén a közel konstans diszperziós függvényt is elérhetővé teszik az anomális diszperziós tartományban, mint azt láthatjuk a $n_{GT}=1.46$ és $d_{GT}=0.5 d_L$ esetben (1.7(a) ábra) [13]. Ugyanakkor a közel nulla diszperziós függvény megvalósítása is létrehozható ezen szálakban, amely tulajdonság olyan alkalmazások továbbfejlesztését szolgálhatja, ahol a parametrikus jelenségek fontosak, tehát nemlineáris hatásra az üveges magban szükség van. Ilyen diszperziós függvény figyelhető meg a $d_{GT}=0.34d_L$ és $n_{GT}=1.458$ esetben (1.7(b) ábra, sötétzöld görbe).

Légmagos optikai szálak esetén a GT réteg megvalósítását is sikerült elérnünk [2]. Itt a részleges visszaverő réteget nem a mag törésmutatójánál (levegő) néhány százalékkal nagyobb törésmutatójú réteg szolgáltatja, mivel 1.02-1.05 törésmutatójú anyag nem létezik, hanem egy nagyon vékony üveg réteg némi távolságra a mag falától. Ez a szerkezet ugyanazt a fizikai hatást eredményezi, mint a szilárd maggal rendelkező PBG szállal demonstrált hatás.

A légmagos optikai szálakban ez a hatás az első periódus módosításával is elérhető, amelyet elhangolunk a negyedhullámú réteg vastagságtól. A probléma az üvegmagos szálakkal viszont az, hogy a veszteségük bizonyos hullámhosszokon lényegesen megnőhet, a szivárgó vagy felületi módusok révén. Ezen szivárgó módusok részben megszüntethetőek, de általában mindig maradnak olyan felületi módusok, amelyek rezonanciákat eredményeznek a diszperziós függvényben ahol a veszteségek is általában jelentősek [20-21]. Ezen veszteségek jól megfigyelhetőek a módus képeken, amelyeket a 1.8. ábrán mutatunk. A 1.8.(a) képen a 1050 nm-en számolt LP01-es eloszlás látható, ahol ez a hullámhossz éppen a bandgap közepe. A módus vesztesége kicsi, mert lényegében csak a levegőben terjed. A 1.8.(b) ábrán a szerkezetet elhangoltuk és a nem megfelelő negyedhullámú feltétel miatt megjelennek a szivárgó módusok. A 1.8.(c) ábrán a módust 860 nm körül számoltuk, ahol jelentős felületi módusok jelentek meg a bandgap-ben.



1.8. ábra

(a) Alapmódus a magban a bandgap közepén. A módus gyakorlatilag csak a magban terjed és a levegő magot körülvevő üveg mikroszerkezetbe nem hatol be lényegesen, ezért vesztesége kicsi. (b) Szivárgó módus, ahol az elektromos tér a kis törésmutatójú rétegekben a rétegek közötti üveg tartó rudak környékén koncentrálódik. (c) Felületi módus lényegesen nagyságú tér erősséggel az üveg mikroszerkezetben. A veszteség itt igen nagy.

Léteznek olyan levegő magos fotonikus kristály szálak, amelyekben a felületi módusok problémája megoldottnak tekinthető. Ezek az úgynevezett méhsejt (honeycomb) szerkezetű köpennyel rendelkező levegő magos szálak, amelyek a kereskedelmi forgalomban is kaphatóak (pl.: HC-1060, NKT Photonics, Denmark). Mint ezirányú kutatásainkból kiderült [11-13], ehhez hasonló a szerkezetekkel a fordított diszperziós meredekség megvalósítható

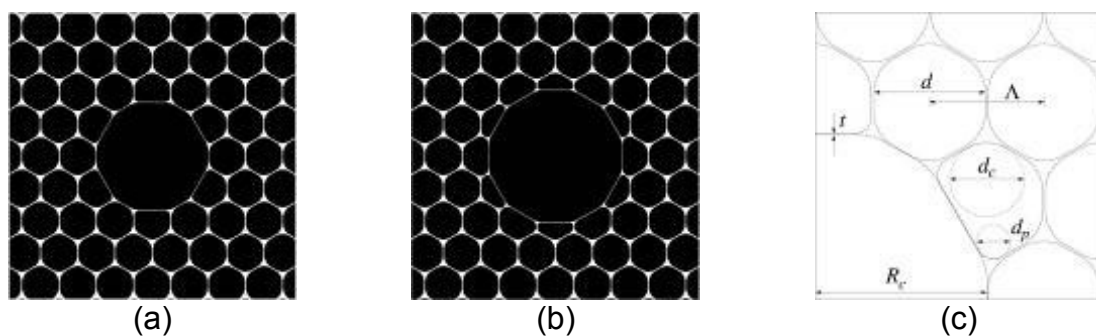
anélkül, hogy azt elrontaná a felületi módusok okozta rezonancia [11-13]. Egy ilyen példát mutatunk be az 1.9. ábrán.

Az eredeti (módosítás mentes) méhsejt szerkezet a 1.9(a), a módosított szerkezet, ahol az első réteget elhangoltuk a 1.9(b) és a szál paraméterei a 1.9(c) ábrán láthatóak. Az eredeti szerkezetben és a módosított szerkezettel kapott diszperziós függvények és veszteségeket a 1.10-es ábrán foglaltuk össze.

A használt méhsejt szerkezetű szál paraméterei a következőképpen foglalhatóak össze a 1.9(c) ábra jelölései alapján: $d/\Lambda=0.98$, $d_c/\Lambda=0.70$, $d_p/\Lambda=0.30$, $\Lambda=2.85 \mu\text{m}$, $t=0.3(\Lambda-d)$, és az expanziós együtthatót $E=0\%$ és 18.7% -ra állítottuk. A mag sugár ezzel az expanziós együtthatóval és a fentebbi paraméterekkel a következő formában definiált

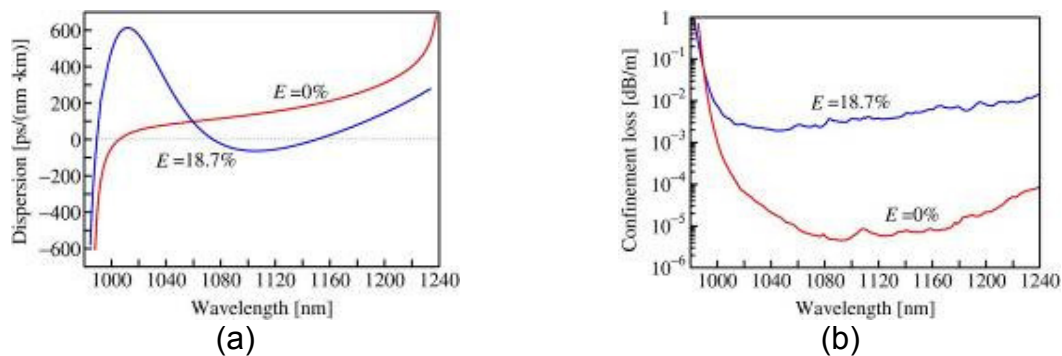
$$R_c = (E+1)(1.5\Lambda - t/2)$$

ahol Λ a lyukak középpontjainak távolsága a köpenyben és t a mag falának vastagsága.



1.9. ábra

(a) alap szerkezet méhsejt alakzatú köpennyel. A szál magja üreges (levegő) mag. (b) módosított első periódus, a szerkezet többi része változatlan és (c) paraméterek.



1.10. ábra

(a) diszperzió és (b) veszteség méhsejt szerkezetű fotonikus kristály optikai szálban nem módosított ($E=0$) és módosított ($E=0.187$) első réteggel.

A 1.10. ábrán látható, hogy a méhsejt szerkezetű üreges fotonikus kristály szál kis szerkezeti módosításával közel 100 nm széles megfordított diszperziós meredekséget kaptunk úgy, hogy a veszteség még mindig tolerálható mértéket mutat és amely már alkalmas lehet nagy energiás, ultrarövid impulzusok összenyomására. Megjegyezzük, hogy a most bemutatott üreges fotonikus kristály szál térerősség eloszlásának hullámhossz függvényében történő változásának alapos vizsgálata alapján kijelenthetjük, hogy ennél a speciális szerkezetnél is a felépülő rezonáns tér okozza a diszperziós függvény meredekségének megfordulását, vagyis ebben az esetben egy 2D GTI szerkezetet valósítottunk meg.

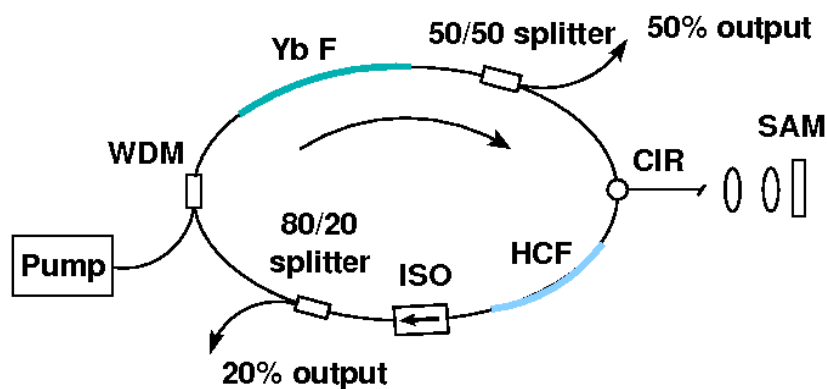
Fotonikus kristály szállal diszperziókompenzált szállézer.

Részfeladatok listája:

- 1.3 részfeladat: Fotonikus kristály szállal diszperziókompenzált szállézer elméleti modelljének kidolgozása.
- 2.3 részfeladat: Üreges fotonikus kristállyal diszperziókompenzált, "all fiber" Yb szállézer megépítése félvezető telítődő abszorbens alkalmazásával, kísérleti vizsgálatok.

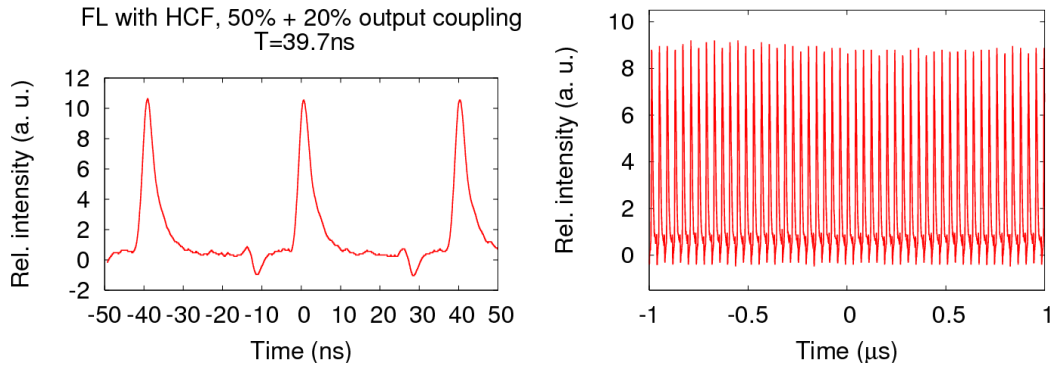
Ultrarövid impulzusok eléréséhez fontos lehet a rezonátorban fellépő diszperzió kontrollálása, és mivel 1030 nm körül nem található olyan „hagyományos” egymódusú szál, ami anomális diszperzióval rendelkezne, ezért a normális diszperzióval rendelkező, és a rezonátorban elhelyezett egymódusú szálak (SMF, „single-mode fiber”) diszperziójának kompenzálására egyéb optikai elemek alkalmazása szükséges. Ezek lehetnek rácsok, prizmák, tükrök és egyéb nem szálintegrált komponensek, valamint szálintegrált Bragg-rácsok, többmódusú és fotonikus kristályszálok. Mi a légmagos szálak (HC, „hollow-core”) alkalmazását választottuk, mert ezek integrálása egymódusú szálakkal elméletileg megoldható, és az így felépített lézernek újdonságértéke is van. Nagy körültekintést és megfelelő tapasztalatot igényel viszont ezen szálak hegesztése és a megfelelő szálhossz kiválasztása.

Mivel a HC szál alkalmazásánál a lézerrezonátorban meggyőződünk arról, hogy a HC szál végeinek hegesztésénél mindkét irányban előforduló visszaverődések megzavarják a módusszinkronizálást, közvetlenül a HC szál után egy izolátor került. A rezonátorveszteség a HC szál és az izolátor használatakor már jelentős, ezért először egy 80/20-as osztót helyeztünk az izolátor után, 20%-os kicsatolásaként. A kimeneti teljesítmény körülbelül 0.5mW volt, kevésbé függött a pumpáló áramtól, és erősebb pumpálásnál dupla impulzusok jelentek meg. Ahhoz, hogy nagyobb kimeneti teljesítményt kapjunk, egy 50/50-es osztót is beraktunk az Yb szál után, a 2.1. ábra szerinti elrendezésben.



2.1. ábra

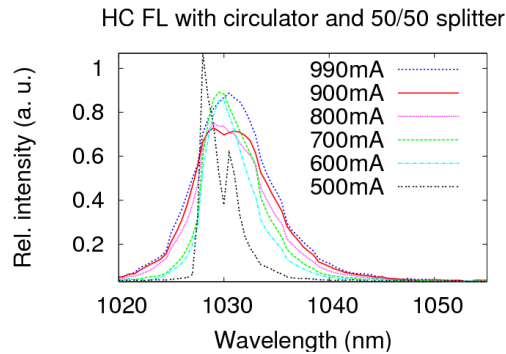
A következő eredményeket kaptuk: impulzusüzemű működés alakult ki 500 – 990 mA pumpálás mellett, 125 mW maximális kimeneti teljesítményt mértünk, ami a 40 ns-os ismétlődési idő következtében kb. 5 nJ impulzusenergiát jelent. Az időalak a 2.2. ábrán látható.



2.2. ábra

Mivel a 80/20-as osztónak nincs jelentős szerepe az elrendezésben, azt kivettük, és ellenőriztük, hogy az eltérés a két elrendezés közötti eredményekben nem jelentős, csak az ismétlődési idő csökkent a rövidebb rezonátorhossz miatt (43.5 ns), így az impulzusenergia 4.35 nJ-nak adódik.

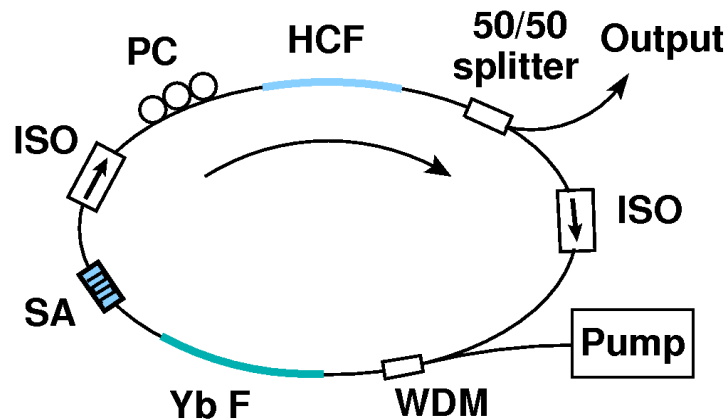
A spektrum különböző pumpálásoknál a 2.3. ábrán látható.



2.3. ábra

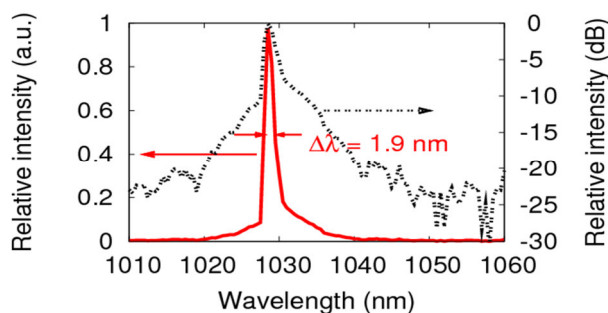
Rádiófrekvenciás spektrumanalizátorral kimutatható, hogy a kapott jelek zajszerűek, mivel a fő rádiófrekvenciás csúc körül vállak jelennek meg. Ez egyben azt is jelenti, hogy a kapott impulzusok nem kompresszálhatók, ezért az elrendezés továbbfejlesztése szükséges.

Egy továbbfejlesztett elrendezés a 2.4. ábrán látható. Itt a telítődő abszorber tükröt kiváltja egy szálintegrált telítődő abszorber, melynek segítségével az elrendezés teljesen szálintegrálttá válik. Ahogy korábban is említettük, a HC szál végein előforduló visszaverődések megzavarhatják a módusszinkronizálást, ezért a korábbi elrendezésben található cirkulátor egyirányúsító hatását egy második izolátor behelyezésével helyettesíteni szükséges, tehát a HC szál elé és mögé is kerül izolátor. További új elem a polarizáció kontroller, melynek segítségével elérhető, hogy az impulzusok zajszerűsége bizonyos polarizációs állapotok esetén eltűnjön.



2.4. ábra

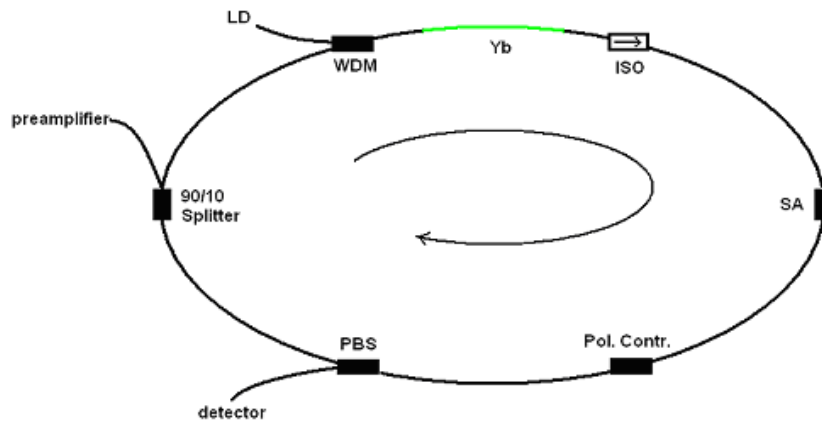
A légmagos szál hossza 3.3 méter, ami a rezonátorban található további 4.4 méter egymódusú szállal együtt nulla közeli teljes diszperziót eredményez 1030 nm-en. A rezonátorhosszat 10-20 centiméterenként csökkentve minimalizálható a kimeneti impulzus autokorrelációs függvényének szélessége. A legkisebb mérhető félérték-szélesség 2 ps, és a 2 nm alatti spektrális szélesség ismeretében ennél sokkal rövidebb nem is várható. Az optikai spektrum és az AC függvény a 2.5-ös ábrán látható.



2.5. ábra

Mivel az elrendezés módusszinkronizálása meglehetősen instabil (elsősorban a HC szál kettőtörése miatt), és a kimeneti spektrum szélessége is viszonylag kicsi, ezért egyetlen előnye a teljesen normál típusú szállézerhez képest a rezonátorból kijövő közel transzformáció-limitált impulzus, ami önmagában nem igényel diszperzió kompenzálást [9]. Figyelembe kell venni azonban, hogy a gyakorlati alkalmazáshoz (ld. pl. nemlineáris mikroszkópia [22,23]) a jelet erősíteni kell, és az erősítő közeg normális diszperziója miatt ez az előny is eltűnik, tehát összességében célszerűbb áttérni a teljesen normál típusú elrendezéshez, amelyet a [6, 10] referenciákban ismertettünk részletesen.

Az OTKA pályázat második munkaszakaszában (2010. év) továbbfejlesztett száloszcillátor felépítése az 2.6. ábrán látható. Jelentős változást jelent a [10] referenciához képest az Yb adalékolt szál pumpálási irányának megváltoztatása, a telítődő abszorbens helyének megváltozása, és a rezonátor hosszának megnövekedése, aminek következtében lényesen olcsóbb, könnyebben hozzáférhető pumpalézer tudunk oszcillátorunk optikai pumpálására használni.

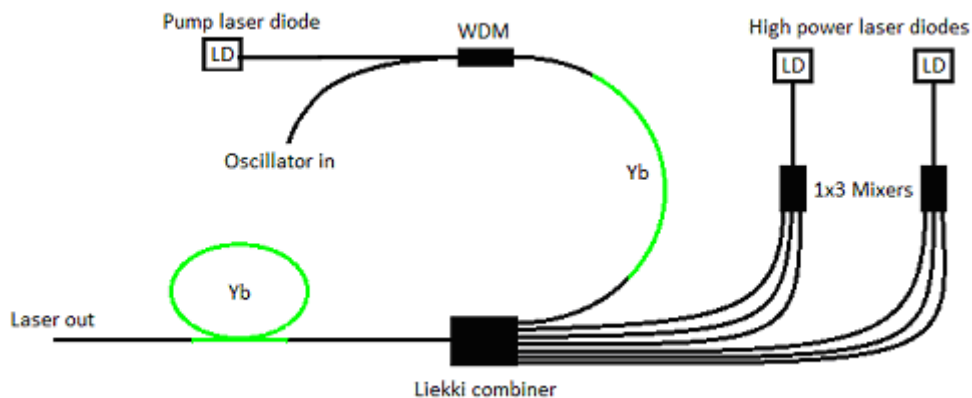


2.6. ábra

A továbbfejlesztett AND típusú Yb-száloszcillátor felépítése. (LD: pumpa lézer dióda, WDM: hullámhossz szerinti osztó, Yb: Yb-adalékolt szál, ISO: izolátor, SA: telítődő abszorbens, Pol. Contr.: polarizáció kontrollor, PBS: polarizációs osztó, preamplifier: előerősítő)

Az oszcillátor kimenetén 1-20 mW teljesítmény mérhető, azonban ez pályázat célkitűzéseinek megvalósításához szükséges alkalmazásokhoz (pl. OPO, OPA optikai pumpálása) nem elég. Az impulzusok erősítésére két erősítő fokozatot építettünk, melyek már megfelelően nagy, kb. ~ 1 W átlagteljesítmény biztosítanak a szállézer kimenetén.

A két erősítő fokozat összeállítását a 2.7. ábra mutatja [16,17]. Az első fokozat az előerősítő, ami egy, az Yb-adalékolt szálat pumpáló diódalézerből ($P \sim 150$ mW @ 976 nm) és az oszcillátor jelét becsatoló WDM-ből áll. Sajnos a szálhegesztéseknél és a WDM-en elveszik teljesítmény egy része, tipikusan 10-20 mW. Az impulzusok az előerősítőben kb. 50-60 mW-ra erősödnek, majd a végerősítőbe jutnak, ami két nagyteljesítményű pumpadiódából ($P \sim 2 \times 5$ W), két db 1x3-as osztóból, egy ún. „combiner”-ből és egy dupla köpenyes, „double-clad” Yb adalékolt szálból állnak. A pumpateljesítményt azért célszerű így szétbontani, hogy minél egyenletesebb legyen az pumpálás az Yb adalékolt szálaban. A „double-clad” szál keresztmetszetét mutatja a 2.8. ábra. Az optikai szál magja Yb-adalékolt, az első köpeny réteg speciális, nyolcszög alakú. Az optikai gerjesztésre használt nagyteljesítményű lézerdiodák fényét a combiner ebbe a belső köpenybe juttatja, az előerősítőtől jövő jel pedig a pumpált, adalékolt magban halad és erősödik.



2.7 ábra

Az Yb-szállézer kétfokozatú erősítő rendszerének felépítése.



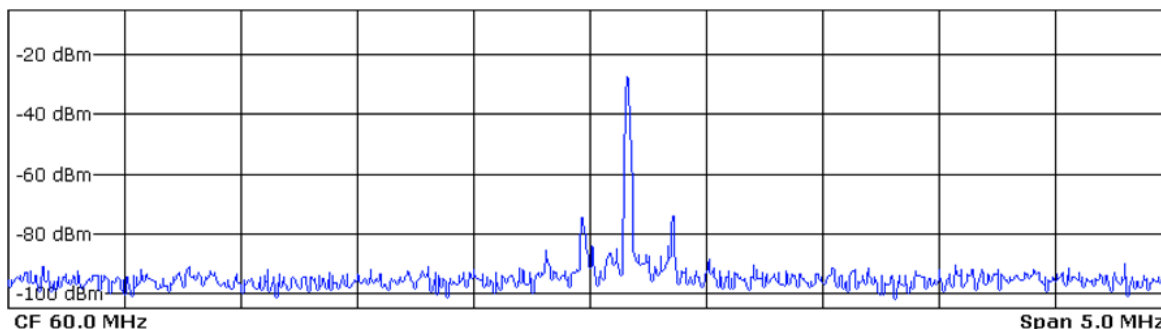
2.8. ábra

A végerősítőben használt kétköpenyes, Yb-adalékolt optikai szál keresztmetszete.

A végerősítő átlagteljesítménye, ha a pumpadiódák meghajtó árama, hullámhossza és az kétköpenyes erősítő szál hossza jól van beállítva, akár néhány W is lehet.

Stabil, kis RMS zajjal rendelkező működési tartományok meghatározása [15]

A 2.6. ábrán bemutatott, új fejlesztéseket tartalmazó Yb-szálösszcillátor működésének stabilitását úgy vizsgáltuk, hogy a lézer PBS kimenetének fényét egy fotodetektorra irányítottuk és elemeztük az azon mért rádiófrekvenciás jel spektrumát. Ez először egy Rhode&Schwarz gyártmányú rádiófrekvenciás (RF) spektrum-analizátorral történt, majd áttértünk egy többcsatornás rádiófrekvenciás szűrő és erősítő áramkörből álló analizátor egység (ú.n. **SLH**-áramkör) használatára. A RF spektrum analizátoron gyakorlatilag az időbeli jel Fourier transzformáltját látjuk. A lézer annál stabilabban működik, annál kisebb a zajszinttel működik, minél kisebb a RF jel félértékszélessége, illetve a spektrumban nincsenek mellékcsúcsok illetve a csúcsnak nincsen széles „talapzata”, ami zajszerű impulzusok jelenlétére utalna.



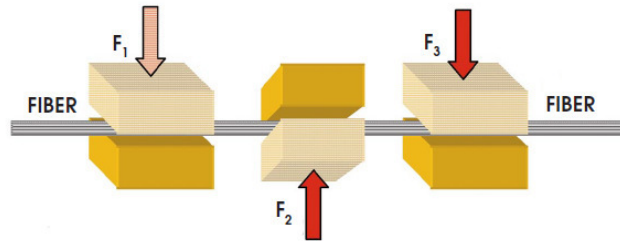
2.9. ábra

A RF spektrum-analizátoron látható, enyhén zajos jel spektruma.

A most bemutatott méréseinkhez használt speciális áramkör kimenetén három csatorna van, amelyeket H-val, L-lel és S-sel jelöltünk a későbbiekben bemutatásra kerülő ú.n. stabilitási térképeken. Mindhárom csatorna egy 0 és 2500 közötti értéket ad meg. Az S csatorna az ismétlési frekvencia és kis környezetébe jutó teljesítmény-szintet adja meg (jel), a H és az L pedig az ezen kívüli tartományt nagy és kis érzékenységgel (zaj).

Az oszcillátorba épített, most már elektronikusan vezérelhető polarizációs controller segítségével változtatható a lézerefény polarizációs állapota a polarizációs osztó (PBS) előtt. Az eszköz úgy működik, hogy az optikai szálra három helyen nyomást gyakorolva a fellépő mechanikai feszültség-indukált kettős törés hatására a polarizáció a szálban elfordul (ld. 2.10. ábra). A három hely két negyedhullámú és egy félhullámú lemezzel analóg, a nyomás

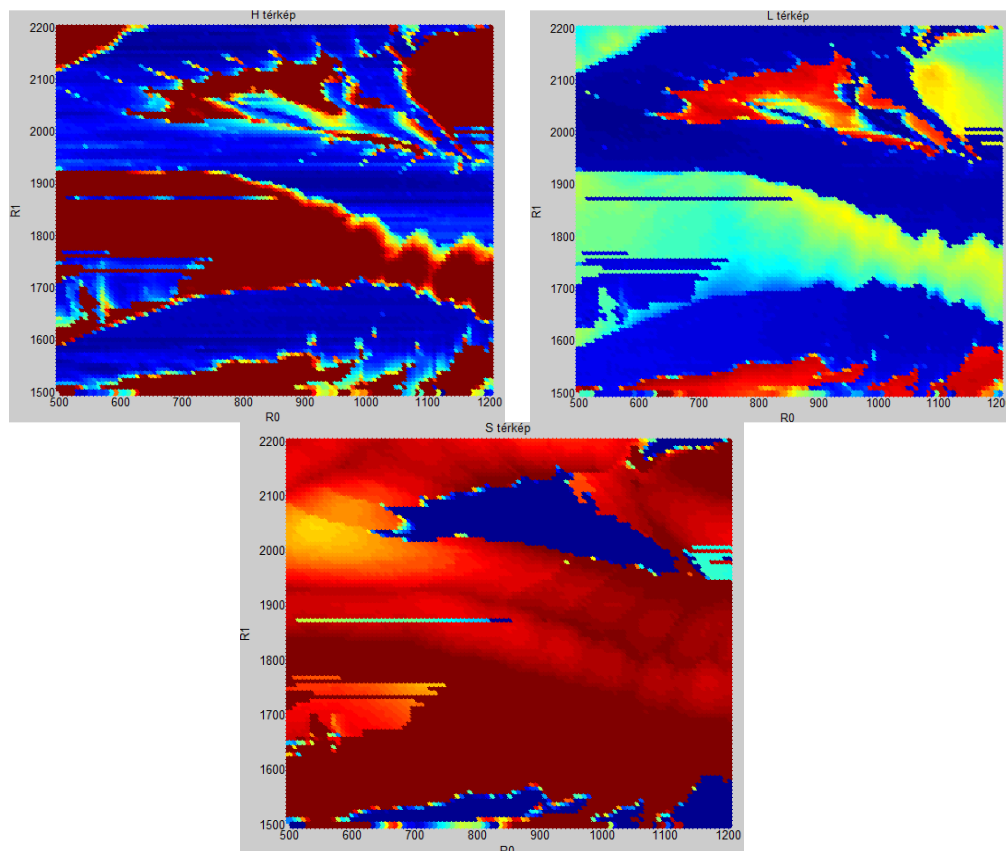
nagysága a lemezek forgatásának felel meg. A vezérlés tehát három csatornán történik (R0, R1, R2), amiknek külön-külön 0-4096 közötti digitális értéket adhatunk meg, azonban ezen az értéktartományon periodikusan kb. négyszer kapjuk ugyanazt a polarizáció-forgatást, tehát így elég körülbelül 1000-s nagyságrendű tartományon értéket állítani.



2.10. ábra.

A polarizáció controller működése.

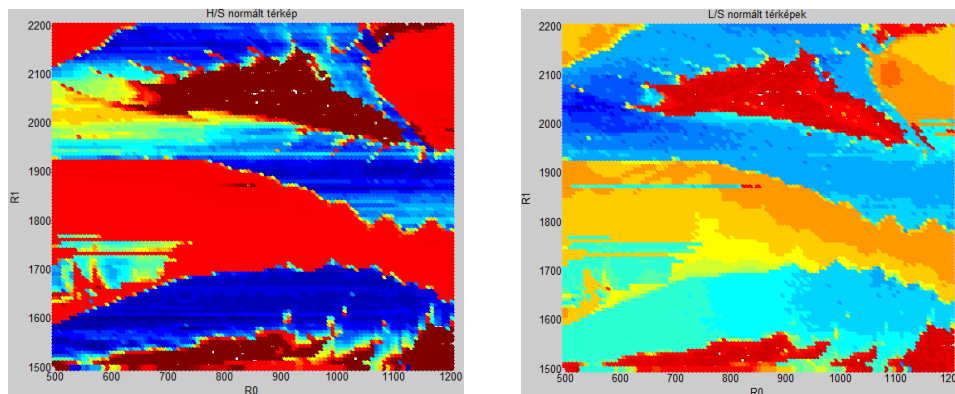
Az általunk vizsgált femtoszekundumos Yb-szállézerben futtatható egy program, ami az előzetesen beállítható értéktartományt szkenneli a polarizáció controllerrel és minden beállításhoz felveszi a H, L, és S értékeket. Általában a stabil működés beállításához elég két csatornát (pl. R0, R1) állítani, és a stabil működési tartományok látványosan szemléltethetők a H vagy az L és az S csatornánk R0 és R1 függésének ábrázolásával, ahogy az a 2.11. ábrán látható. A stabil tartományok azok a helyek, ahol egyszerre nagyok az S értékek (nagy a nagyfrekvenciás jel) és a H és L értékek kicsik (azaz alacsony a zajszint).



2.11. ábra

Az Yb-száloszeillátor egy jellemző stabilitási térképe.
(H, L fent, S lent) (kék: alacsony érték, piros: magas érték)

A térképek alakját az optikai szálban fellépő mechanikai feszültségek, valamint a lézerezoscillátor teljesítmény és veszteségviszonyai határozzák meg. A mechanikai feszültségek elsősorban attól függenek, hogy milyen módon van feltekerve a szál az optomechanikára. Minél több a hurok és minél kisebbek a görbületi sugarak, annál tagoltabb és bonyolultabb szerkezetűek a térképek. Mivel az S és a H értékeket a stabil, módusszinkronizált állapot beállításánál egyszerre kell figyelembe venni, érdemes az S-sel normált H értékeket ábrázolni az R0 és R1 függvényében. Így a jó állapotok ott vannak, ahol az H/S hányados értéke értelemeszerűen kicsi. Az előző adatokhoz a normált H és L térképek példaként a következő ábrán láthatóak. (2.12. ábra)



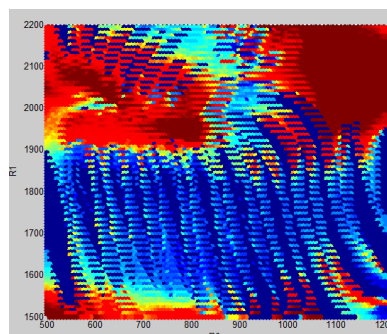
2.12. ábra

Normált stabilitási térképek. (H/S, L/S)

Hiszterézis az Yb-oszcillátor működésében

A stabilitási térképek felvétele során arra lettünk figyelmesek, hogy a stabil tartományok határa függ attól, hogy azt milyen irányból (milyen előző állapotból) közelítjük meg, a beállított állapot függ a lézer korábbi állapotától. Ez természetes jelenség egy erősen nemlineáris rendszer esetében, viszont jelentős problémákat okozhat a lézer működésének szabályozásánál.

Az előző esetekben a stabilitási adatok felvétele mindig úgy történt, hogy az egyes R1 értékekhez tartozó R0-akat növekvő sorrendben állította be a program (az ábrákon minden sorban balról jobbra haladt). Most egy kis módosítással a sorok felváltva jobbról balra és fordítva voltak szkennelve. Az alábbi ábrán (2.13. ábra) az oda-vissza szkennelési móddal felvett térkép látható. Valóban függenek az értékek az előző állapottól és a két különböző irányú szkennelés a tartományokat eltolja.



2.13. ábra.

Hiszterézis az Yb-oszcillátos H/S térképén.
(az R0 paramétert egyik sorban növelve, majd a következőben csökkentve)

A most bemutatott nemlineáris jelenséget korábban már elméleti úton megvizsgálták. A módusszinkronizált működéshez az oszcillátorban pozitív visszacsatolásra van szükség, vagyis hogy a nagyobb intenzitású impulzusok kisebb veszteségeket szenvedjenek. Ezt a polarizáció kontroller megfelelő beállításával érhetjük el. A nagyobb intenzitások azonban növelik az intenzitásfüggő fázis modulációt, így az impulzus időbeli alakja megnyúlik, spektruma kiszélesedik. A kiszélesedett spektrum azonban kevésbé erősítődik a Yb-adalékolt szál véges sávszélességű erősítési spektruma miatt, ami negatív visszacsatolásként hat.

Az, hogy a lézer az egyes polarizáció kontroller állásokban hogyan működik és hol megy át folytonos (cw) üzemmódból módusszinkronizált állapotba, ennek a két folyamatnak a versengése határozza meg.

Ultrarövid impulzusú OPO (tükrös rezonátorral)

Részfeladatok listája:

- 1.4 részfeladat: Ultrarövid impulzusú OPO elméleti modell kidolgozása. A súrlódó beesésben alkalmazott dielektrikum tükrök megtervezése.
- 1.5 feladat: Megfelelő periódusú, periodikusan polarizált lithium niobat kristályok növesztése.
- 2.4 részfeladat: Előkísérletek ultrarövid impulzusú PPLN OPO-val.
- 2.5 részfeladat: Yb szálerősítő rácsos kompresszorának modellezése, megépítése és mérése.
- 3.3 feladat: Yb szálerősítő (CPA vagy LMA szálás) megépítése, a kimeneti csőrp mérése és kompenzálása üreges optikai szállal vagy rácsos kompresszorral.
- 3.4 feladat: Ultrarövid impulzusú OPO kísérleti vizsgálata.

Helyette: Az optikai szálakban tárolt energia, a transzmissziós csoportkésleltetés és a móduseloszlás közötti kapcsolat elméleti vizsgálata [21]

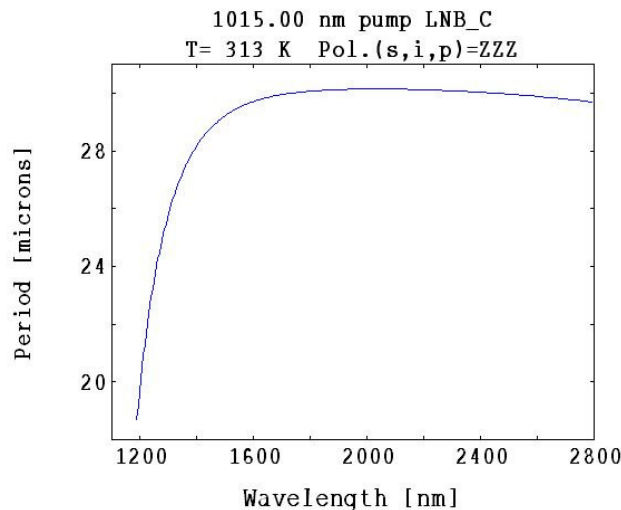
A femtoszekundumos optikai parametrikus oszcillátorokat (OPO) széles körben alkalmazzák időfelbontásos spektroszkópiai célokra, mivel segítségükkel hatékonyan lehet koherens optikai nyalábot előállítani az infravörös spektrális tartományban. Jelen munkánkban célunk egy szélessávú, PPLN alapú infravörös optikai parametrikus oszcillátor megvalósítása, illetve lehetőség szerint az impulzushossz csökkentése volt. Tudvalevő, hogy egy impulzusüzemű lézer, vagy parametrikus oszcillátor esetén az elérhető impulzushossz és a spektrális sávszélesség fordítottan arányos egymással, az arányossági tényező pedig az impulzusalak függvénye. A parametrikus oszcillátorban azt, hogy mely hullámhossz komponensek kelthetők, a nemlineáris kristályban megvalósuló fázisillesztés, illetve a rezonátoron belüli visszacsatolás sávszélessége és a diszperziós viszonyok határozzák meg. A PPLN esetén a fázisillesztés számolása praktikusán a következő formulák alapján történik:

$$\frac{1}{\lambda_P} = \frac{1}{\lambda_S} + \frac{1}{\lambda_I}$$

$$\frac{n(\lambda_P) - n(\lambda_I)}{\lambda_P} - \frac{n(\lambda_S) - n(\lambda_I)}{\lambda_S} = \frac{1}{\Lambda}$$

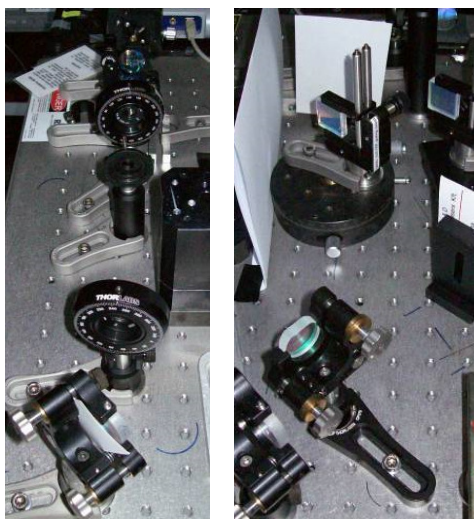
ahol $n(\lambda)$ a törésmutató adott hullámhosszon, a P, S, I indexek rendre az ún. pumpa (P), a jel (S) és idler (I) nyalábokra vonatkoznak, Λ pedig a kristályperiódus. Mivel a törésmutató függ a hőmérséklettől és a nyaláb polarizációjától is, ezért összességében a fázisillesztést befolyásoló paraméterek a következők: a pumpanyaláb középhullámhossza, a három nyaláb (pumpa, jel, idler) polarizációs elrendezése, valamint a nemlineáris kristály periodicitása és hőmérséklete.

A kutató munka során végzett elméleti munka során érdekes eredményre jutottunk: amennyiben egy Yb erősítő (~1015 nm) kimenetét közvetlenül egy IR OPO gerjesztésére használjuk, és megfelelően választjuk meg a PPLN kristály periódusát, akkor kb. a 1540-2060 nm-es tartományban teljesíthető a fázisillesztés (ld. 3.1. ábra). Megjegyezzük, ennek a hullámhossz tartománynak a frekvencikétszerezésével a 770 – 1030 nm-es tartományt kapjuk, ami csaknem teljesen lefedi a korábban említett Ti-zafír lézer 670-1060 nm-es hangolási tartományát. A görbe tanulsága szerint egy és két mikron között széles hullámhossz tartományban működhet az OPO, amennyiben PPLN kristályunk periódusát ($\Lambda=29.5$ mikron) és a kristály hőmérsékletét (313 K) megfelelően választjuk meg.



3.1. ábra PPLN OPO hangolási görbéje 1015 nm-es pumpa hullámhossz esetén.

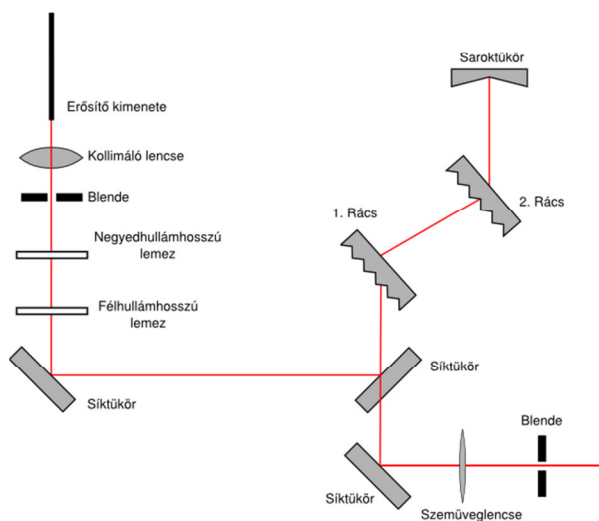
Az ultrarövid impulzusú PPLN OPO-val kapcsolatos kísérleteket egy általunk megépített, 81 MHz ismétlési frekvenciával, kb. 600 mW kompresszált kimenő teljesítménnyel és ~300 fs impulzushosszal rendelkező Yb szálalézer/szálalásító rendszerrel, mint pumpalézerrel kezdtük el. A szálalásító kimenetének polarizációját először egy $\lambda/2$ illetve $\lambda/4$ -es lemezzel megpróbáltuk lineáris polarizációjává tenni úgy, hogy az mind a kompresszióhoz használt transzmissziós rácspár, mind az OPO-ban lévő PPLN kristály szempontjából optimális legyen (ld. 3.2. (a) és (b) ábra).



(a) (b)

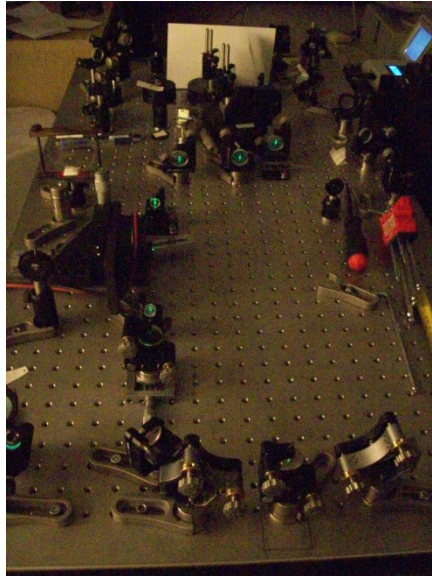
3.2. ábra (a) A polarizáció beállításához használt lambda/2 és lambda/4-es lemezek
(b) transzmissziós rácsokat tartalmazó kompresszor

Az erősített impulzusok kompresszióját, a polarizáció megfelelő beállítását végző egység felépítését a 3.3. ábrán mutatjuk be.



3.3. ábra Az Yb szálerősítő kimenetének kollimálását, polarizáció kontrollját és az erősített impulzusok kompresszióját végző egység felépítése

A megépített Yb lézerrel pumpált OPO elvi felépítése gyakorlatilag megegyezik a korábban Ti-zafír lézerrel pumpált OPO-inkkal (l.d. 3.4 ábra), azzal a különbséggel, hogy a nemlineáris frekvenciakonverzióhoz hosszabb (~29.5 mikron) periódusú PPLN kristályokat, illetve az Yb lézer hullámhosszára átlátszó, viszont az OPO működési tartományában (1400-1600 nm között) nagy reflexióval rendelkező rezonátortükröket alkalmaztunk.



3.4. ábra Az Yb szálerősítő kompresszált kimenetével pumpált IR OPO-ról készült fénykép.

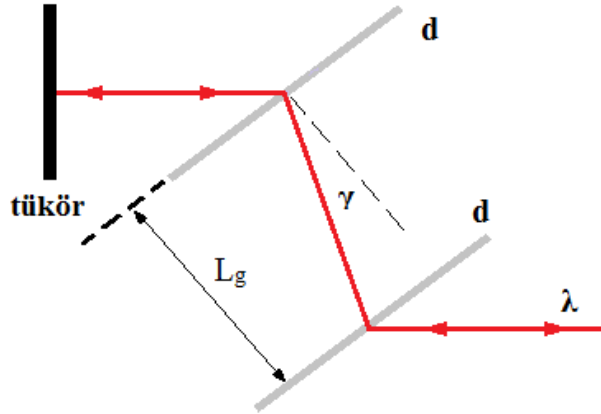
A megépített Yb szálerősítő kompresszált kimenetével pumpált, PPLN alapú IR OPO-val szerzett tapasztalatok alapján terveztük egy teljesen szálintegrált, PPLN mintát, mint nemlineáris közeget, és üreges fotonikus kristály szálát, mint optikai visszacsatolást biztosító elemet tartalmazó teljesen szálintegrált, hangolható femtoszekundumos fényforrás kifejlesztését is. Ennek megvalósítása viszont több jelentős technológiai problémába ütközött, mint az a beszámoló vonatkozó részéből kiderül.

Az ultrarövid impulzusú OPO-ban a szélessávú visszacsatolást súrlódó beesésre tervezett dielektrikumtükrök alkalmazásával érhetjük el, ld. részletesebben a [1] közleményünket.

Az MTA SZFKI-ban Péter Ágnes kolléganőnk 29.5 mikron periodicitású PPLN mintákat növesztett, majd azt 1.4. feladatban bemutatott elrendezésben egy IR OPO-ban teszteltünk.

Sajnos a növesztés különböző technikai problémák miatt a doménszerkezet nem olyan lett, mint amilyennek terveztük, ezért az OTKA pályázat terhére egy korei gyártótól szereztünk be megfelelő periódussal rendelkező PPLN mintákat, hogy a szélessávú OPO kísérleteinket meg tudjuk mielőbb kezdeni.

A transzmissziós rácsokból felépített impulzuskompresszor optikai elrendezését a 3.5. ábrán mutatjuk be. Az első rács szögdiszperziót okoz, a második rács a nyaláb szögdiszperzióját szünteti meg. Az oda-vissza fényút a kompresszált nyaláb térbeli diszperziójának megszüntetése miatt szükséges.



3.5. ábra

Rácsos impulzuskompresszor optikai elrendezése.

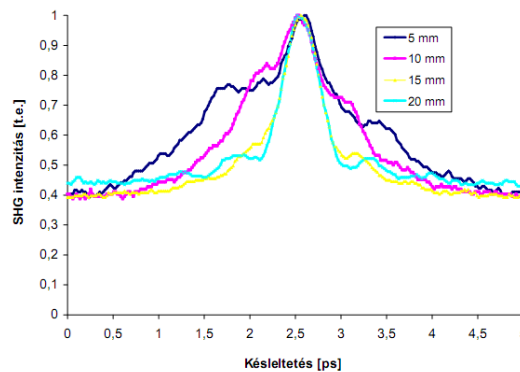
A létrehozott GDD mindig negatív és függ a rácsok karcolatsűrűségétől, távolságától, a hullámhossztól és a beesési szögtől, a következő formula szerint:

$$GDD = \frac{d^2 \varphi(\omega)}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^3 L_g}{\pi c^2 d^2} \left(1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right)^2 \right)^{-3/2}$$

ahol λ a lézer hullámhossza, L_g a rácsok távolsága, c a fénysebesség, d a karcolatok száma milliméterenként, γ a nyaláb beesési szöge.

A kompresszorhoz holografikus transzmissziós rácsokat használtunk, amelyeknek a hatásfoka erősen függ a polarizációtól. A kollimált lézernyaláb polarizációja ezért egy külső egység segítségével állítható (ld. 3.2(a) ábra). A polarizációt úgy állítottuk be, hogy a rácsok után mért teljesítmény maximális legyen. A külső egység egy negyed és egy félhullámú lemezt tartalmaz, amellyel a szükséges polarizációs állapot pontosan beállítható a lézer kimeneten.

A rácsok optimális távolsága egyszerűen beállítható például egy alkalmas másod-harmonikus keltő kristállyon mért SHG jel mérésével. A rácsok távolságát azonban nem így, hanem az autokorrelátor segítségével folyamatosan monitorozott impulzushossz segítségével állítottuk be. Az legrövidebb impulzushossz ~ 320 fs-ra adódott, ~ 40 mm rácstávolságnál. Az 3.6. ábrán jól látható az impulzushossz rövidülése a rácsok távolságának csökkentésekor. Az optikai eltoló mikrométer csavarjának 5 mm állásánál voltak legtávolabb és 20 mm állásnál a legközelebb a rácsok.



3.6. ábra.

A másodrendű autokorrelációs függvény változása a rácsávolság függvényében.

Az optimális rácsos kompresszor paraméterek így az alábbiak voltak:

Paraméter	λ [nm]	L_g [cm]	d [mm]	γ [°]
Érték	1030	4	1/1500	34

Megjegyezzük, hogy a kompresszor optimális beállításánál fontos, hogy a rácsok párhuzamosak legyenek, ugyanis az impulzushosszat ez igen érzékenyen befolyásolhatja a maradék szögdiszperzió impulzusnyújtó hatása miatt.

A rácsos kompresszor diszperziójának számítása

Az Yb-szállézer/erősítő rendszer kompresszorát beállítottuk úgy, hogy a legrövidebb impulzusokat kapjuk a kompresszor kimenetén. Kiváncsiak voltunk arra, hogy az erősítő kimenetén a lézerimpulzusok mekkora csörppel rendelkeznek, ezért kiszámoltuk a rácsos kompresszor diszperzióját az optimális beállítás esetére. Erre azért volt szükségünk, hogy ha a későbbiekben a rácsok helyett más módszerrel (pl. optikai szállal) szeretnénk diszperziót kompenzálni. A korábban megadott formulába $\lambda = 1029$ nm, $d = 0,83$ μ m rácsállandót, $\gamma = 36^\circ$ beesési szöget, $G=4l$ mm-t behelyettesítve a következő értékeket kaptuk:

$$\text{GDD} = -0,5139 \text{ ps}^2, \text{ és}$$
$$\text{TOD} = 7,8947 \cdot 10^{22} \text{ ps}^3.$$

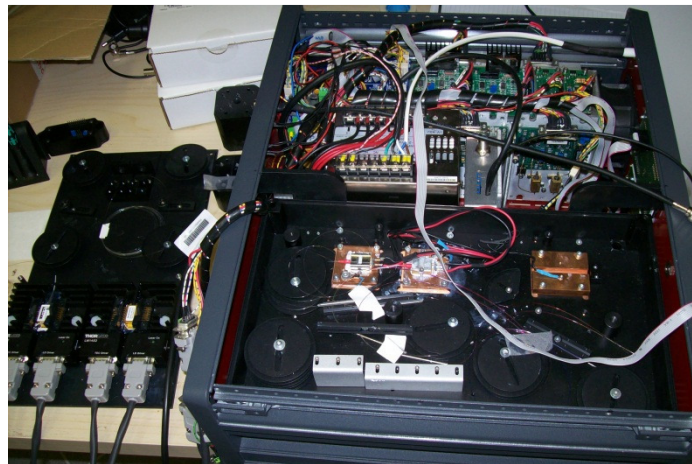
Ultrarövid impulzusú OPO kísérleti vizsgálata.

Az Yb-szállézer/erősítő rendszerrel pumpált, széles sávban hangolható PPLN OPO működőképes, kísérleti változatának elkészítése sokkal bonyolultabb (és költségesebb) feladatnak bizonyult, mint azt eredetileg terveztük. A feladat megoldásával rengeteget foglalkoztunk, de a beszámolási időszak végéig nem jártunk sikerrel, aminek oka nem csak a projekt finanszírozásával kapcsolatos nehézségek, hanem az alább részletesen bemutatásra kerülő műszaki problémák megoldásának jelentős munkaigénye is volt:

Az OTKA pályázat keretében kifejlesztett AND (all-normal-dispersion) Yb-száloszcillátorunk (Fekete J, Cserteg A, Szipócs R: *All-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator*, Laser Physics Letters; 6 (1) 49-53, 2009) időbeli stabilitása, megbízhatósága közel sem felelt meg a szintén saját magunk által kifejlesztett többfokozatú Yb-szálerősítő illetve PPLN OPO követelményeinek, amelynek alapvető oka az optikai szálak hőmérséklet függvényében változó kettőtörése volt. Ez – úgy gondolom – alapvető műszaki probléma a femtoszekundumos szállézer bizonyos típusainak esetében, ahol a módusszinkronizáció alapja a nemlineáris polarizáció forgatás. Annak ellenére, hogy AND típusú száloszcillátorunk teljesen szálintegrált, a felcsévelt optikai szálak kettőtörése a hőmérsékletingadozás hatására szintén változik, ami jelentősen befolyásolja a módusszinkronizálást: Q-kapcsolás, zajszerű működés jelentkezhethet, jelentősen változhat az előállított lézerimpulzusok középhullámhossza, spektrális sáv szélessége illetve csörpje, ami egyrészt könnyen tönkretelheti az oszcillátor impulzusait erősítő fokozatot, illetve lehetetlenné teszi az impulzusok optimális kompresszióját. A probléma vizsgálatával illetve megoldásával rengeteg időt töltöttünk,

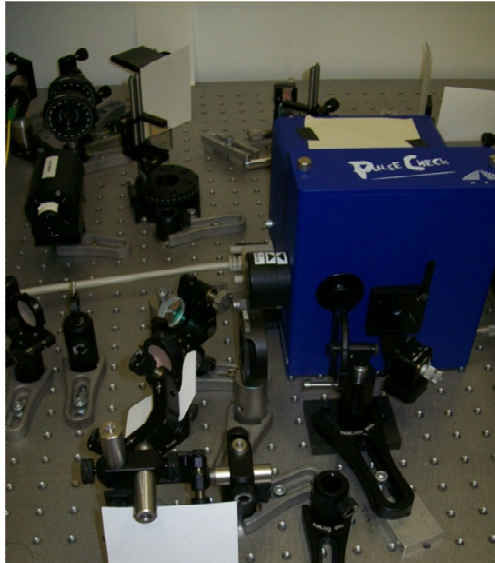
aminek eredményeit 2012 elején a FILAS konferencián ismertettünk szóbeli előadás formájában (Daniel Csati, Robert Szipocs: *Noise Characterization of a Mode-Locked, All-Fiber, All-Normal Dispersion Ytterbium Ring Oscillator Using Two-Channel Polarization Control by a Computer*, Technical Digest of Lasers, Sources, and Related Photonic Devices (OSA OPTICS & PHOTONICS CONGRESS, 2012, ISBN 978-1-55752-933-6) Paper FTh3.1A.1., 2012).

Jelentős előrelépést jelentett a probléma megoldásában az OTKA támogatás terhére 2011 őszén beszerzett szállézeres elektronika és mechanika (ld. 3.7. ábra), ami biztosította az optikai szállézer elemek stabil rögzítését, illetve a száloszcillátor polarizációs állapotának dinamikus beállítását egy rádiófrekvenciás, ún. (SLH) áramkör jeleinek felhasználásával. (További részletek a fenti FILAS Technical Digest cikkben.) Sajnos eszközünket a későbbiekben másik projekthez kellett felhasználnunk, mert az OTKA 2011. évi pénzügyi beszámolóinkban nem fogadta el az erre a fejlesztésre fordított dologi kiadásokat.



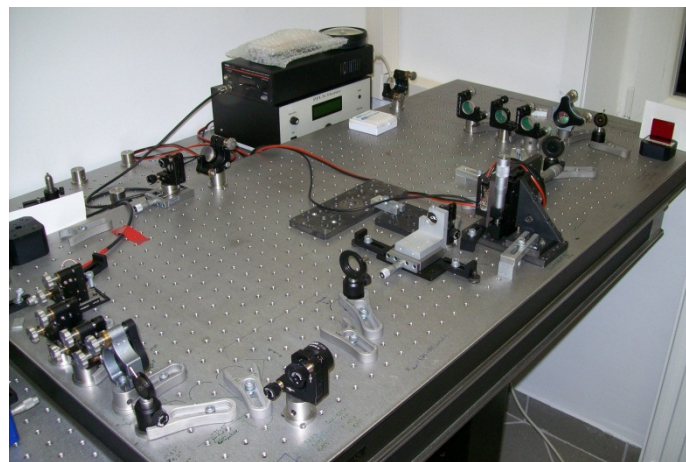
3.7 ábra

Miután sikerült Yb-oszcillátorunk működését zajmentessé, időben stabillá tennünk, nekiláthattunk Yb-erősítőnk megépítésének, az erősített impulzusok kompressziójának. Itt alapvetően két jelentős műszaki problémába ütköztünk: a használt egymódusú optikai szálak kettőtörése (polarizációs módus diszperzió, PMD), illetve az Yb-oszcillátor csökkenő ismétlési frekvenciával együttjáró csökkenő sáv szélessége. Az előbbinek az volt az eredménye, hogy a szálerősítő kimenetén nem sikerült az impulzusok lineáris polarizációjának beállítása, illetve az erősítő utáni kompresszor kimenetén nem egy, hanem két, egymáshoz közeli lézertimpulzus lépett ki, aminek csúcshintétele jelentősen kisebb volt az OPO beindításához szükségesnél. A megépített kompresszor a polarizáció forgató elemekkel és az autokorrelátorral a 3.8. ábrán látható, míg a ~ 20 MHz-es ismétlési frekvenciára megépített PPLN OPO fényképe a 3.9 ábrán látható.



3.8 ábra

A PMD-ből adódó relatíve alacsony csúcsintenzitás problémáját alacsony frekvencián (~20 MHz) működő Yb-oszcillátor/erősítő rendszer megépítésével próbáltuk megoldani, de sajnos ez sem vezetett eredményre, mert az egyre alacsonyabb ismétlési frekvenciákon egyre kisebb lett a lézer sávszélessége, így az erősített egyes impulzusok csúcsintenzitása is.



3.9 ábra

Végleges megoldást hozhatott volna a polarizációtartó (PM) szálak és szálalkatrészek alkalmazása, ami viszont a korábbiaknál lényegesen drágább száloptikai alkatrészek, és egy új, polarizációtartó szálak hegesztésére alkalmas szálhegesztő berendezés beszerzését igényelte volna, aminek minimális nettó költsége 8 mFt. Ilyen szálhegesztő berendezést kb. 2 hétre sikerült kölcsön kapnunk (ld. 3.10. ábra), de ez az idő (pl. a megfelelő szálintegrált alkatrészek hiányában) természetesen kevés volt ahhoz, hogy lényegi előrelépést tegyünk a projekt egyik jelentős célját képező PPLN OPO megépítése irányában.



3.10. ábra

Diszperzió mérése optikai szálon

3.1 feladat: Diszperzió és spektrális átvitel mérés üreges, fotonikus kristály szálakon.

A száldiszperzió mérésre vonatkozó eredményeinket a [19] és [20] közlemények tartalmazzák. Összefoglalva a legfontosabb eredményeket a következőket mondhatjuk az üreges fotonikus kristály szálak átvitelére és diszperziójára vonatkoztatva: az Yb-lézerek és erősítők impulzusainak kompressziójára elvileg alkalmas, NKT Photonics cég által gyártott és forgalmazott HC-1060 típusú szál jelentős, az elméleti értéket kb. egy nagyságrenddel meghaladó kettőstöréssel rendelkezik, ami jelentős problémákat okoz mind a vele diszperzió kompenzált Yb-oszcillátorok, mind a felhasználásával megépített kompresszorok stabil működtetésénél. A HC-1060 szál kettőstörése, az ebből adódó polarizációs módus diszperzió túl nagy ahhoz, hogy vele megfelelő diszperzió kompenzálást valósítsunk meg a szub-ps-os tartományban (kettős impulzusok jelennek meg mind az Yb-oszcillátorban mind az erősítő kimenetén), ugyanakkor ez a kettőstörés túl kicsi ahhoz, hogy polarizációtartó terjedést (PM) biztosítson: a gyakorlatban azt tapasztaljuk, hogy az optikai szál kismértékű meghajlításakor a fény egyik polarizációs állapotból könnyen a másik állapotba ugrik, ami megváltoztatja az üreges optikai szálban haladó fény terjedési sebességét (pl. az optikai szál OPO-ban a körülfutási időt), így az OPO működéséhez szükséges szinkron pumpálási feltétel stabilan nem teljesíthető. Másik fontos probléma, hogy az éppen aktuális polarizációs állapot függvényében változik a szál által biztosított diszperzió kompenzálás nagysága, ami jelentős eltéréseket eredményez az impulzushosszban a kompresszor kimenetén.

A probléma megoldását polarizációtartó üreges fotonikus kristálysálak megtervezése, gyártása, minősítése és alkalmazása jelentheti, ami lényegesen meghaladja a jelen OTKA pályázat által biztosított anyagi kereteket.

Ultrarövid impulzusú OPO (HC szálal visszacsatolással)

4.1 feladat: Optikai szállézerrel pumpált IR OPO ringrezonátorának megépítése üreges fotonikus kristály szálal alkalmazásával. A szinkronpumpálás biztosítása.

Helyette: A méhsejt szerkezetű HC szálal kettőtörésének elméleti és kísérleti vizsgálata

4.2 feladat: Az szálintegrált OPO diszperziójának optimalizálása, a sáv szélesség és hangolási tartomány növelése. Megfelelő üreges fotonikus kristály szálal megtervezése.

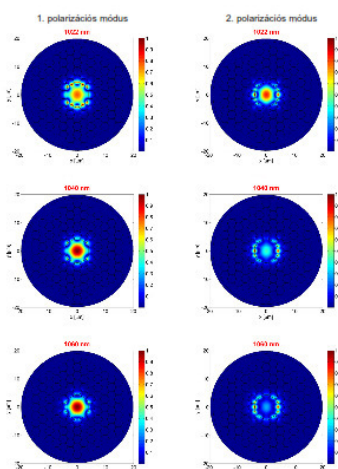
Helyette: Frekvenciakonverzió üvegmagos fotonikus kristály szálalban. Kismagátmérőjú PCF szálal alapuló frekvenciakonverter és Yb-szálerősítő modellezése és kifejlesztése CARS mikroszkópiához. PCF-ek tervezése Optikai Szálal Optikai Erősítők (FOPA) megépítéséhez.

A méhsejt szerkezetű HC szálal kettőtörésének elméleti vizsgálata

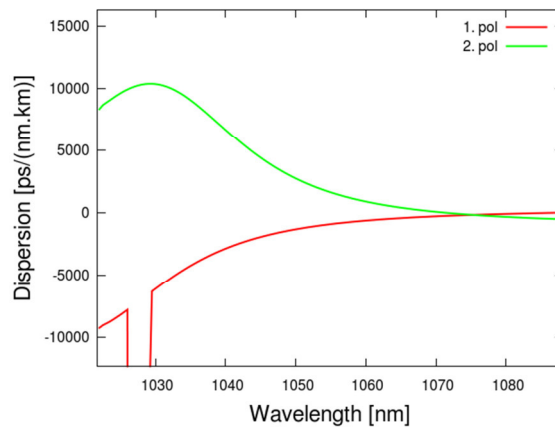
Az üreges magú HC1060 szálal két polarizációs irányt is megenged a magban terjedő alapl módusra, ami gyakorlatilag megoldhatatlan fizikai problémákat okoz mind az Yb-erősítő HC szálalal diszperzió-kompenzált Yb- szálerősítő, mind a HC-szállalal visszacsatolt PPLN-OPO megépítésénél, mint az alábbi számítások, és a vonatkozó diszperziós mérések [19,20] alapján alapján egyértelműen kiderült.

A 4.1. ábrán az látszik, hogy a második polarizációs módus a hullámhossz növelésével egyre jobban eltűnik a magból és a körülötte levő üveg köpenyben terjed annak egy jelentős része. Ez tipikus rezonáns viselkedés, amelyből arra lehet következtetni, hogy az itt második polarizációs állapotnak vélt módus diszperziója rezonánsan viselkedik.

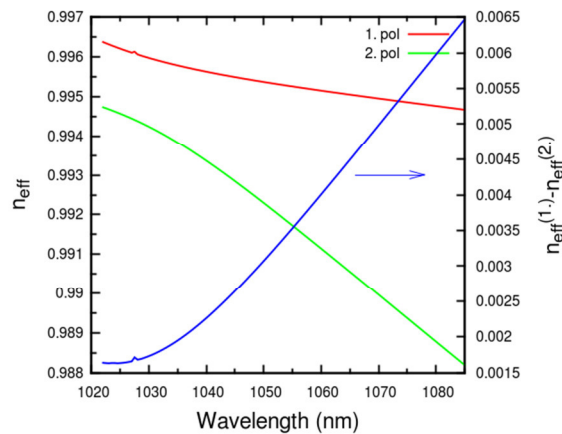
Az 4.1. ábrán látható módusokhoz tartozó diszperziós görbék a 4.2. ábrán, illetve az effektív törésmutató értékek és azok különbségei a 4.3. ábrán láthatóak. Az első polarizációnak vélt módus tartalmaz egy szivárgó tartományt 1027 nm körül, ezért látható törés a diszperziós függvényben. A második polarizációs állapot pedig valóban rezonánsan viselkedik az ábrázolt tartományon és fordított diszperziós meredekséget produkál.



4.1 ábra Az első és második polarizációs állapot módus profilja különböző hullámhosszakon.



4.2. ábra Az első és második polarizációs állapotokhoz tartozó diszperziós függvény

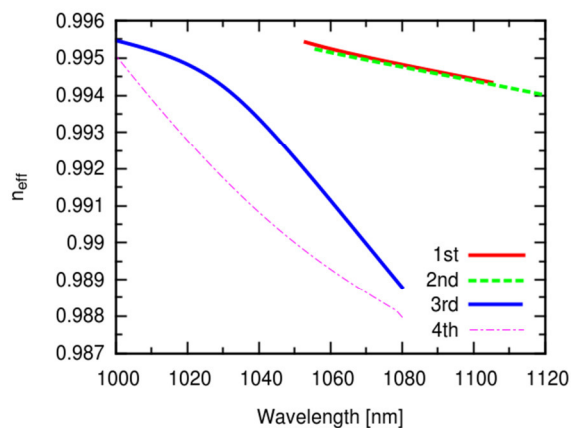


4.3. ábra A két terjedő módushoz tartozó effektív törésmutató (piros és zöld görbe) valamint a kettő különbsége (kék), amelynek értékei a jobb oldali y-tengelyen láthatóak

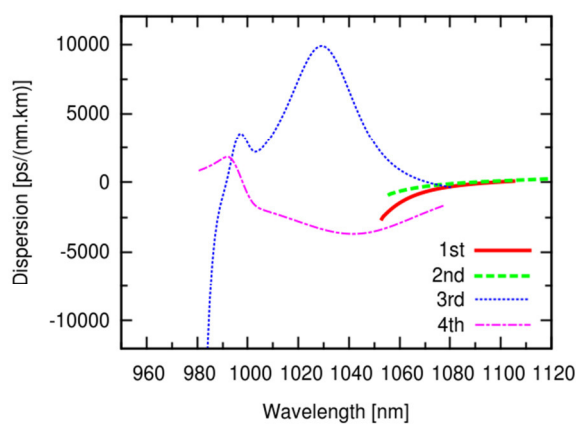
Megjegyezzük, hogy a 4.2. ábrán látható eredmények elvileg lehetővé tennék, hogy az optikai szál diszperzióját harmadrendben kompenzáljuk, amennyiben valamilyen módon el tudjuk érni, hogy a szál egy meghatározott pozíciójában a fény az egyik polarizációs állapotból a másikba kerüljön. Ennek kísérleti megvalósítására még nem találtunk megoldást, de mindenképpen érdemes vele foglalkozni!

A továbbiakban megkeresünk további magasabb rendű módust is az alap módus közvetlen közelében, hogy azok diszperziós tulajdonságait, illetve az alaplómódushoz való közelségüket láthassuk.

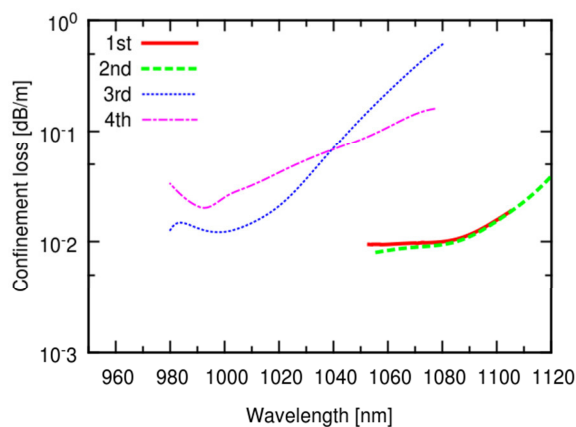
A négy kapott effektív törésmutató a 4.4 ábrán látható, a hozzátartozó diszperzió az 4.5. ábrán.



4.4 ábra A négy különböző, magban terjedő módus effektív törésmutatója.

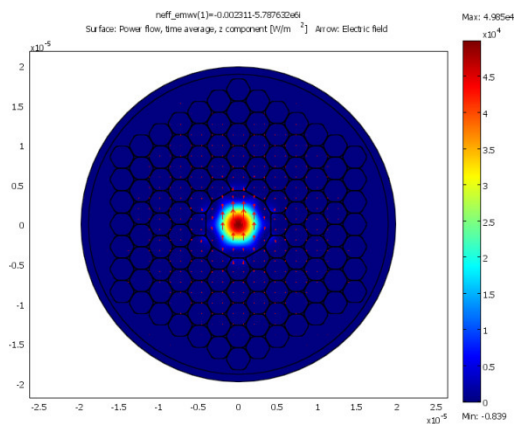


4.5. ábra A diszperziós függvények

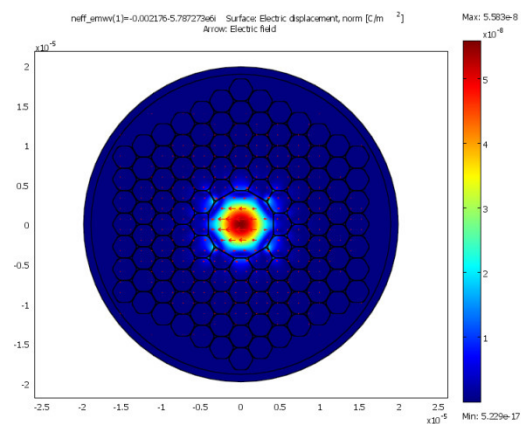


4.6. ábra A veszteség minden egyes módus esetén

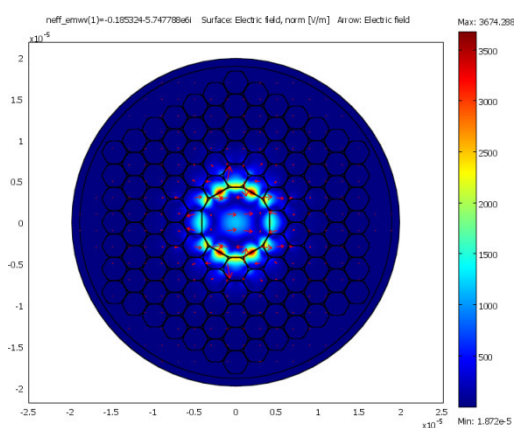
A különböző módusokhoz tartozó, általunk különböző hullámhosszakon kiszámított módusképeket terjedelmi korlátok miatt a beszámolóban nem közöljük. A 4.7 ábrán a különböző módus esetében a polarizációs irányokat feltüntettük.



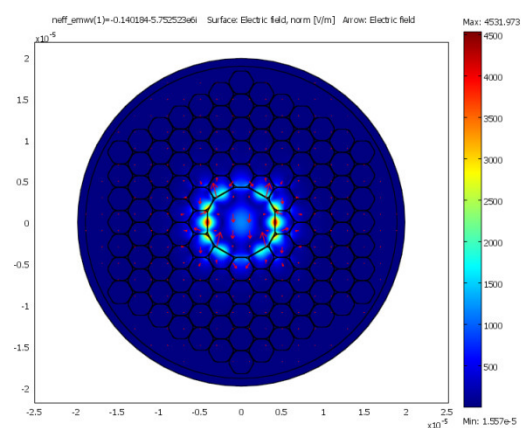
1. módus



2. módus



3. módus



4. módus

4.7. ábra

A méhsejt szerkezetű HC szálak kettőtörésének kísérleti vizsgálata

Az erre vonatkozó eredményeinket a [19,20] referenciákban ismertettük.

Frekvenciakonverzió üvegmagos fotonikus kristály szálakban. Kismagátmérőjű PCF szálon alapuló frekvenciakonverter és Yb-szálerősítő modellezése és kifejlesztése CARS mikroszkópiához.

Az erre vonatkozó eredményeinket a [15,17] referenciákban részletesen ismertettük.

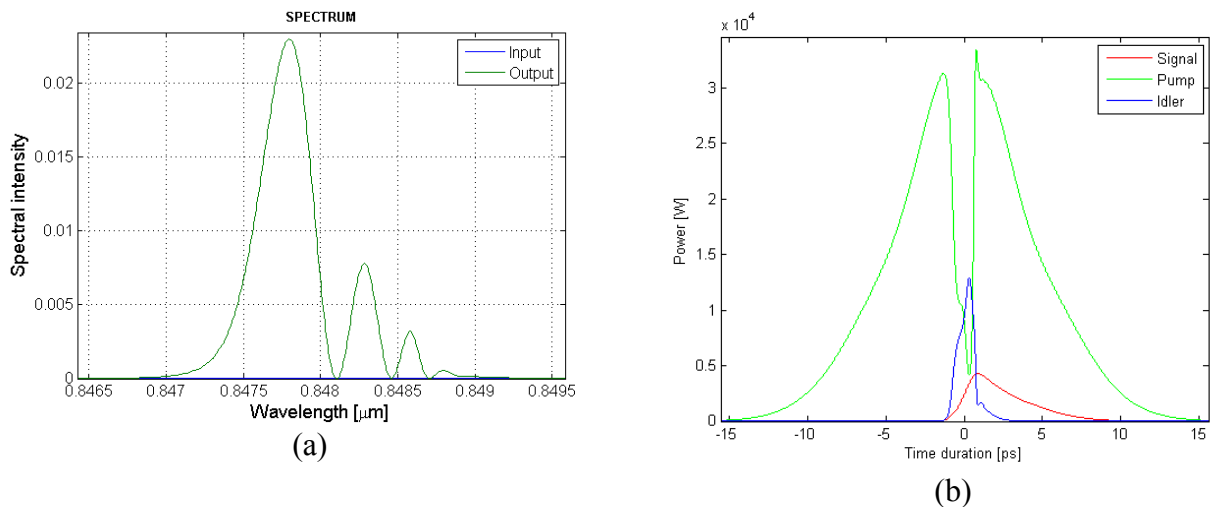
PCF-ek tervezése Optikai Szál Optikai Erősítők (FOPA) megépítéséhez

Látva a Yb-szállézer erősítő rendszerünk technológiai problémáit, valamint a CARS mikroszkópiás mérőrendszer fejlesztése során elért kísérleti eredményeinket [15,17] (ahol egy hangolható femtoszekundumos Ti-zafir lézer impulzusait konvertáltuk át megfelelő hatásokkal 1030 nm környékére), felmerült bennünk annak lehetősége, hogy a fordított folyamatot, vagyis az 1030 nm-en erősített lézerimpulzusok nagy hatásfokú konverzióját a 700-900 nm-es tartományba hogyan érhetnénk el négyhullám keveréssel megfelelően megtervezett/megválasztott fotonikus kristály szálak alkalmazásával.

Az erre az elképzelésre vonatkozó elméleti eredményeinket az alábbiakban mutatjuk be. Az 5.1. ábrán egy 800 fs-os (2 nm sávszélességű) Gauss impulzus terjed 10 cm hosszú LMA szálon, amelyen eredetileg 3 ps² chirp van, kiszélesítve azt így 10.4 ps-ra. Az 5.1(a). ábra a jel (signal) hullámhosszon (848 nm körül) mutatja a spektrum alakját. Az 5.1(b) ábra a különböző jelek (pumpa, signal, idler) időalakját foglalja össze.

A különböző terjedő jelek között ez az alábbi arányban oszlik meg a teljesítmény:

Összteljesítmény: 369.96 mW
 Signal teljesítmény: 17.307 mW
 Pumpa teljesítmény: 305.63 mW
 Idler teljesítmény: 15.438 mW



5.1. ábra (a) A keletkezett jelimpulzus spektruma (b) A különböző terjedő jelek időbeli alakja

A számításhoz használt LMA szádra vonatkozó diszperziós paraméterek a következők voltak:

```
%LMA
beta.beta(2) = 2.0588871e-27; %s^2/m
beta.beta(3) = 4.0782138e-40; %s^3/m
beta.beta(4) = -3.7973453e-54; %s^4/m
beta.beta(5) = 5.0240476e-68; %s^5/m
beta.beta(6) = -6.0029687e-82; %s^6/m
beta.beta(7) = 3.531822e-95; %s^7/m
beta.beta(8) = -1.6025107e-108; %s^8/m
beta.beta(9) = 9.7548504e-123; %s^9/m
beta.beta(10) = 1.1764463e-135; %s^10/m
beta.beta(11) = -2.5419194e-149; %s^11/m
```

Az így előállított signal lézerimpulzusok középhullámhossza az LMA szál szerkezetével, pontosabban az LMA szádra számított diszperziós függvény lefutásával, a megfelelően beállított fázisillesztési feltételek biztosításával beállítható, tervezhető. Jelenleg a jelen számításokon alapuló kísérleti elrendezésen dolgozunk, melynek végső célja egy optikai szállézeres technológián alapuló nemlineáris mikroendoszkóp megépítése. Ld. még Ref. [22,23] és http://www.innoteka.hu/cikk/kezben_tartott_nemlinearis_mikroszkopia.927.html. A megfelelő diszperziós/fázisillesztési tulajdonságok kialakításához szükséges elméleti alapokat a [21] referenciában foglaltuk össze. Miután a közlésre elfogadott cikk online változata még nem elérhető, ezért ezt csatoljuk beszámolónkhoz.

Hivatkozások

1. Fekete J, Várallyay Z, Szipőcs R: *Design of high-bandwidth one- and two-dimensional photonic bandgap dielectric structures at grazing incidence of light*, APPLIED OPTICS **47**, 5330-5336 (2008)
2. Várallyay Z, Saitoh K, Fekete J, Kakihara K, Koshiha M, Szipőcs R: *Reversed dispersion slope photonic bandgap fibers for broadband dispersion control in femtosecond fiber lasers*, OPTICS EXPRESS **16** 15603-15616 (2008)
3. Fekete J, Várallyay Z, Szipőcs R: *Design of leaking mode free hollow-core photonic bandgap fibers*, In: Optical Fiber Communication Conference, OSA. Washington, USA, paper JWA4 (2008)
4. Várallyay Z, Fekete J, Szipőcs R: *Higher-order mode photonic bandgap fibers with reversed dispersion slope*, In: Optical Fiber Communication Conference, OSA. Washington, USA, paper JWA8 (2008)
5. Várallyay Z, Fekete J, Szipőcs R: *Higher-order mode photonic bandgap fibers for dispersion control*, In: Conference of Lasers and Electro-Optics. Washington, USA, 2008 paper JThA48 (2008)
6. Fekete J, Cserteg A, Szipőcs R: *Mode-locked, all-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator*, In: P Ádám, T Kiss, S Varró (Eds.) Kvantumelektronika 2008: VI.szimpozium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Budapest, Hungary, 2008.10.17 Budapest: MTA SZFKI, paper P-24 (2008)
7. Sándor P, Makai A, Szipőcs R: *Broadband femtosecond pulse PPLN OPO for time resolved spectroscopic studies*, In: P Ádám, T Kiss, S Varró (Eds.) Kvantumelektronika 2008: VI.szimpozium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Budapest, Hungary, 2008.10.17 Budapest: MTA SZFKI, paper P-35 (2008)
8. Várallyay Z, Fekete J, Szipőcs R, *Inverted dispersion slope photonic crystal fiber* In: P Ádám, T Kiss, S Varró (Eds.) Kvantumelektronika 2008: VI.szimpozium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Budapest, Hungary, 2008.10.17 Budapest: MTA SZFKI, paper P-37 (2008)
9. Fekete J, Cserteg A, Szipőcs R: *Passively Mode-locked All-Fiber Ytterbium Oscillator with Integrated Hollow-Core Photonic Bandgap Fiber*, Conference of Lasers and Electro-Optics Europe-IQEC; OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2009), paper CJP21, 2009
10. Fekete J, Cserteg A, Szipőcs R: *All-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator*, Laser Physics Letters; **6** (1) 49-53, 2009
11. Saitoh K, Várallyay Z, Kakihara K, Koshiha M, Szipőcs R: *Hollow-Core Photonic Bandgap Fibers with Broadband Negative Dispersion Slope*, Conference of Lasers and Electro-Optics; OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2009), paper JWA52, 2009
12. Várallyay Z, Saitoh K, Szabó Á, Kakihara K, Koshiha M, Szipőcs R: *Reversed dispersion slope photonic bandgap fibers and femtosecond pulse propagation*, Optical Fiber Communication Conference; OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2009), paper JThA4, 2009
13. Várallyay Z, Saitoh K, Szabó Á, Szipőcs R: *Photonic bandgap fibers with resonant structures for tailoring the dispersion*, OPTICS EXPRESS **17**, 11869-11883 (2009)
14. Antal P, Szipőcs R: *Relationships among group delay, energy storage, and loss in dispersive dielectric mirrors*, CHINESE OPTICS LETTERS **10**, 053101 (2012)
15. Csáti D, Szipőcs R: *Noise Characterization of a Mode-Locked, All-Fiber, All-Normal Dispersion Ytterbium Ring Oscillator Using Two-Channel Polarization Control by a Computer*, Technical Digest of Lasers, Sources, and Related Photonic Devices (OSA OPTICS & PHOTONICS CONGRESS, 2012, ISBN 978-1-55752-933-6) Paper FTh3.1A.1. (2012)
16. Szipőcs R, Antal P, Csáti D: *An Inherently Synchronized Yb Fiber Laser Extension Unit for Broadly Tunable, Femtosecond Pulse Ti-sapphire Lasers for CARS Microscopy*, Technical Digest of Lasers,

- Sources, and Related Photonic Devices (OSA OPTICS & PHOTONICS CONGRESS, 2012, ISBN 978-1-55752-933-6) Paper JTh2A.29 (2012)
17. Kolonics A, Csáti D, Antal P, Szipőcs R: *A simple, cost efficient fiber amplifier wavelength extension unit for broadly tunable, femtosecond pulse Ti-sapphire lasers for CARS microscopy*, Technical Digest of Biomedical Optics and 3D Imaging (OSA, 2012) paper BSu3A.28. (2012)
 18. Várallyay Z, Antal P, Szipőcs R: *Relation between Transmission Group Delay and Stored Energy in Optical Fibers*, Technical Digest of Ultrafast Optics 2013 Conference, Paper MoP.19 (2013)
 19. Grósz T, Szipőcs R, Kovács A: *Measurement of Polarization-dependent Chromatic Dispersion in a Birefringent Hollow-core Photonic Crystal Fiber Using Spectral Interferometry*, Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications (OSA), 28-30 August 2013 Stockholm / Sigtuna, Sweden, paper F2.10 (2013)
 20. Grósz T, Kovács A, Kiss M, Szipőcs R: *Measurement of higher order chromatic dispersion in a photonic bandgap fiber: comparative study of spectral interferometric methods*, APPLIED OPTICS **53**, 1929–1937 (2014)
 21. Várallyay Z, Szipőcs R: *Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers*, IEEE J. SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, in Special Issue on "Fiber Lasers", accepted for publication (2014)
 22. P. Bognár, I. Németh, B. Mayer, D. Haluszka, N. Wikonkál, S. John, M. Paulsson, N. Smyth, M. Pásztói, E. Búzás, E. Ostorházi, R. Szipőcs, A. Kolonics, E. Temesvári, S. Kárpáti: "Reduced Inflammatory Threshold Indicates Skin Barrier Defect in Transglutaminase 3 Knockout Mice," J. Investigative Dermatology **134**, 105-111 (2014)
 23. E. R. Tóke, O. Lőrincz, Z. Csiszovszki, E. Somogyi, G. Felföldi, L. Molnár, R. Szipőcs, A. Kolonics, B. Malissen, F. Lori, J. Trocio, N. Bakare, F. Horkay, N. Romani, Ch. H. Tripp, P. Stoitzner, J. Lisziewicz: „Exploitation of Langerhans cells for in vivo DNA vaccine delivery into the lymph nodes,” Gene Therapy, advance online publication, 3 April 2014, doi:10.1038/gt.2014.29

Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers

Journal:	<i>Journal of Selected Topics in Quantum Electronics</i>
Manuscript ID:	JSTQE-CON-FL2014-05154-2013.R3
Manuscript Type:	Contributed
Date Submitted by the Author:	n/a
Complete List of Authors:	Varallyay, Zoltan; Wigner RCP, Applied and Nonlinear Optics Szipocs, Robert; Wigner RCP, Applied and Nonlinear Optics; R&D Ultrafast Lasers Ltd.,
Keyword:	Optical fiber theory, Ultrafast optics, Microscopy



From: onbehalfof+zhipei.sun+aalto.fi@manuscriptcentral.com on behalf of zhipei.sun@aalto.fi
Sent: 2014. április 20. 20:01
To: r.szipocs@szipocs.com
Cc: c.tanlutz@ieee.org; varallyay@szfki.hu; r.szipocs@szipocs.com
Subject: JSTQE-CON-FL2014-05154-2013.R3- Decision on Manuscript ID
Attachments: _ Color-Agreement-Form-2014.doc

20-Apr-2014

Dear Dr. Szipocs:

Congratulations! It is a pleasure to accept your manuscript JSTQE-CON-FL2014-05154-2013.R3 entitled "Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers" in its current form (Accepted-as-is) for publication in the Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. The comments of the reviewer(s) who reviewed your manuscript are included at the foot of this letter.

Thank you for your interest and contribution to JSTQE.

Sincerely,

Chin Tan Lutz,
JSTQE Publications Coordinator
IEEE/Photonics Society
Journal of Selected Topics in Quantum Electronics

On behalf of:
Prof. Zhipei Sun
Guest Editor, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics zhipei.sun@aalto.fi

Stored Energy, Transmission Group Delay and Mode Field Distortion in Optical Fibers

Zoltán Várallyay, Róbert Szipócs

Abstract—The relationship between transmission group delay and stored energy in optical fibers is discussed. We show by numerical computations that the group delay of an optical pulse of finite bandwidth transmitted through a piece of a low loss optical fiber of unit length is proportional to the energy stored by the standing wave electromagnetic field. The stored energy-group delay ratio typically approaches unity as the confinement loss converges to zero. In case of a dispersion tailored Bragg fiber we found that the stored energy-group delay ratio decreased while the confinement loss increased compared to those of the standard quarterwave Bragg fiber configuration. Furthermore, a rapid variation in the group delay vs. wavelength function due to mode-crossing events (in hollow core photonic bandgap fibers for instance) or resonances originating from slightly coupled cavities, surface or leaking modes in index guiding, photonic bandgap or photonic crystal fibers always results in a rapid change in the mode-field distribution, which seriously affects splicing losses and focusability of the transmitted laser beam. All of these factors must be taken into consideration during the design of dispersion tailored fibers for different applications.

Index Terms—Optical fiber theory, ultrafast optics, microscopy.

I. INTRODUCTION

Dispersive properties of optical fibers play an important role in long distance, high speed optical data transmission systems [1] and in ultrashort (ps or fs) pulse optical fiber laser systems [2]. When optical fibers are designed for dispersion compensation in optical telecommunication systems, there are a few tradeoffs encountered during their design: they can be designed for a high figure of merit (FOM) or a high dispersion slope for instance the latter one being limited by the required minimum bandwidth or acceptable loss of the fiber for instance [1]. In order to minimize the loss in an optical telecommunication system, one can define the FOM for dispersion compensating fibers (DCF) as the ratio of the negative dispersion coefficient (D_{DCF}) and loss of the DCF module (α_{DCF}) [1].

Recently we showed [3] that reversed slope ($S < 0$) or flat ($S = 0$), anomalous ($D > 0$) or zero ($D = 0$) dispersion functions

can be obtained in a wide wavelength range by introducing resonant structures in the fiber cladding in hollow-core, air-silica photonic bandgap fibers or in solid core Bragg fibers with step-index profile. Such optical fibers could be well suited for distortion free delivery or high quality pulse compression of broadly tunable or broadband femtosecond laser pulses in all fiber laser systems, such as femtosecond pulse, all-fiber laser oscillators [2] and amplifiers [4] being suitable for nonlinear microscopy. During the last few years, novel, all-fiber, multimodal (TPF+SHG+CARS) microscope systems have been presented [5-7] that can be combined with endoscopy [7], which would greatly increase the utility of nonlinear microscopy for pre-clinical applications and tissue imaging [8]. Application of dispersion compensating fibers for pulse shortening, however, might be limited by splicing losses in all fiber laser systems, or by mode-field distortions limiting the focusability of the laser beam exiting the optical fiber delivery and pulse compression system. The focused beam spot size is of primary importance in *in vivo* nonlinear microscopic imaging systems, since the highest signal level must be obtained at a minimal thermal load (absorbed average power level) in order to minimize the risk of thermal damage of the biological sample. Accordingly, when designing optical fibers for nonlinear microendoscopy, not only dispersive and nonlinear properties but mode-field distortions of the dispersion tailored fibers must also be considered. (In contrast to optical telecommunication systems, losses in these fibers are not of primary importance in most practical cases.)

In this paper we discuss the physics behind the operation of “dispersive” optical fibers, i.e., optical fibers designed for dispersion (D) or dispersion slope (S) compensation to the second- or third-order.

In the followings, we show that the group delay (τ) of a relatively narrowband optical pulse transmitted through a piece of optical fiber of unit length is proportional to the energy stored by the standing wave electromagnetic field at the same (central) frequency, as long as the confinement loss is small. This strong relationship between these two physical quantities is not surprising at all, but has not been emphasized and used for the design of “dispersive” optical fibers. Having this relationship in mind one can construct higher performance “dispersive” optical fibers, such as high-order mode (HOM) fibers [9], and hollow- or solid-core photonic bandgap (PBG) fibers [3].

In the last section of the paper, we address the question how much the focusability of the laser beam is affected by the superimposed cladding modes present in “dispersive” optical fibers that might be a critical issue in nonlinear microendoscope systems.

This work was supported by the National Development Agency of Hungary under grant TECH-09-A2-2009-0134 and also by OTKA contract No. 76404. Z. Várallyay is with the Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner RCP of HAS, Konkoly Thege str. 29-33, H-1121 Budapest, Hungary (e-mail: varallyay@szfki.hu). R. Szipócs is with Institute for Solid State Physics and Optics, Wigner RCP of HAS, Konkoly Thege str. 29-33, H-1121 Budapest, Hungary and R&D Ultrafast Lasers Ltd., Konkoly Thege str. 29-33, H-1121 Budapest, Hungary (e-mails: szipocs.robert@wigner.mta.hu and r.szipocs@szipocs.com).

II. THEORY

There are two basic approaches for tailoring the dispersion of optical waveguide devices: modulating their refractive index profile along the light propagation direction or in the perpendicular direction. A fiber Bragg grating [10] is one of the most common implementation of the former approach, while dispersion compensation [1] and OmniGuide fibers [11] can be mentioned as typical examples for the latter case. In both cases, changes of the dispersion functions relative to the unperturbed structures have been explained and described respectively by the effect of Fabry-Perot type resonances along the direction of propagation [12] or by the effect of cladding modes localized within intentional defects (e.g. Fabry-Perot cavities) in the multilayer cladding [11]. Ghiringhelli and Zervas [12] discussed in detail the relationship between electromagnetic energy density distribution inside the scatterer (i.e., Bragg grating) and the propagation delay in the fiber Bragg grating. A few years later, similar studies were presented by Winful in case of multilayer dielectric mirror structures [13]. Winful analytically showed proportionality between the energy stored in multilayer structure and the so called dwell time, which is the weighted sum of the reflection group delay and the transmission group delay.

Summarizing the results of Ref. 13, we can say that the group delay in a dielectric structure can be related to the stored energy using the Poynting's theorem

$$-\oint_S \mathbf{S} \cdot \hat{n} da = \frac{dU}{dt} \quad (1)$$

where U is the electromagnetic field energy and \mathbf{S} is the Poynting vector. Evaluating the surface integral in (1) yields the ratio between the energy and group-delay as shown in Ref. [13]:

$$R\tau_r + T\tau_t = \frac{U}{P_i} \quad (2)$$

where P_i is the incident power to a dielectric surface, R and T are the reflection and transmission coefficients ($R+T=1$), τ_r and τ_t are group delays on reflection and transmission, respectively. Numerical simulations in 1D PBG structures were carried out [14] indicating that the reflection group delay is proportional to the stored energy if the incident power is constant and the transmission of the mirror is negligible: $\tau_r \propto U$.

In the followings, we check this theory for both photonic bandgap and index guiding fibers by a few numerical examples. We derive the dispersion as well as the energy vs. wavelength functions for each fiber structure at those wavelength regions where the loss of the fiber is relatively small, i.e., where reflection from the cladding is close to unity.

For calculating the group delay for transmission over the unit length of the fiber, we obtain the effective refractive index (n_{eff}) as the eigenvalue of the Helmholtz equation by evaluating the LP₀₁ mode at different wavelengths in the optical fibers.

For our studies, we calculate the transmission group delay for a piece of optical fiber as follows

$$\tau = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega L}{c} n_{\text{eff}}(\omega) \right) \quad (3)$$

where $n_{\text{eff}}(\omega)$ and L are the frequency dependent effective refractive index and the length of the fiber, respectively.

The stored energy (U) in a piece of the fiber with length L can be derived from the electric and magnetic field distributions (eigenfunctions) we obtain from the Helmholtz eigenvalue equation as follows:

$$U = \iiint u dV = \iiint \left(\frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 \right) dV = \frac{L}{2} \iint \left(\epsilon_0 n^2 E^2 + \mu_0 H^2 \right) dA \quad (4)$$

where the simplification in the integral results from the longitudinal uniformity (E and H are independent of the z coordinate) and $\mu_r=1$. The normalization of the modes at different frequencies were done by choosing

$$\frac{1}{2} \iint (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{u}_z dA = 1 \quad (5)$$

where u_z is the unit vector in the axial (z) direction. Note that this normalization procedure assures that the incident power (P_i) is unity for the different frequencies. Therefore the U/τ quotient should be equal to one in the loss-less case as explained earlier in this section.

III. NUMERICAL RESULTS

In this section, we investigate five different fiber structures by numerical simulations, three of them are photonic bandgap fibers and two of them are index guiding fibers.

In order to check the effect of a finite, frequency dependent, non-zero confinement loss in optical fibers, we perform simulations for solid core photonic bandgap fibers of two different kinds: a regular Bragg fiber with circular, alternating high and low index regions around the core which has the same refractive index than the low index layers and a similar Bragg fiber with an additional resonant layer around the core [3]. The low index layers in the investigated fiber structures are made of fused silica, while the refractive index of the high index layers is higher by 0.015 than that of the low index layer at the entire wavelength range we investigate. The core radius of the fiber is $R_c = 8 \mu\text{m}$ and the thicknesses of the alternating high and low index layers are $d_H = 1.4 \mu\text{m}$ and $d_L = 4.9 \mu\text{m}$, respectively. The number of HL periods in the cladding region is seven. One of the designs has a standard quarterwave-stack structure, while another has a resonant layer around the core in order to minimize the dispersion slope at around 1 micron [3]. The resonant layer has a refractive index difference of 0.008 relative to fused silica and a physical thickness of $1.6 \mu\text{m}$. The bandgaps of both Bragg fibers are in the 700 nm to 1500 nm wavelength range. The third photonic bandgap fiber is a hollow-core fiber having a photonic-crystal cladding with a hexagonal rotational symmetry. This fiber is a HC-1060 type fiber (NKT Photonics, Denmark), which has a bandgap between 1 and $1.1 \mu\text{m}$. The geometrical parameters we use at this fiber are the followings: six periods are calculated around the core, the pitch is $\Lambda = 2.82 \mu\text{m}$ and the

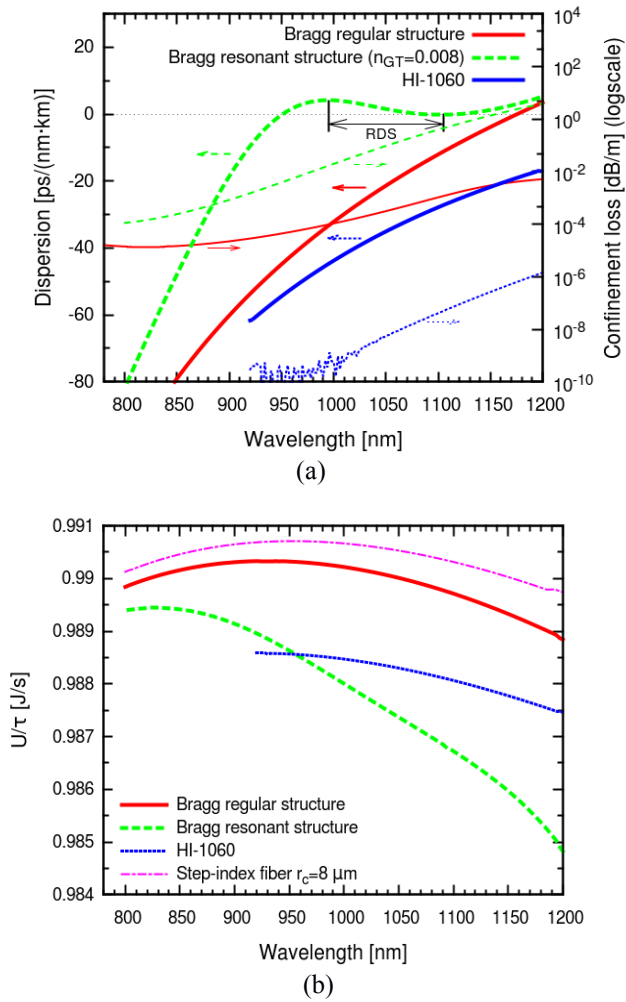


Fig. 1 (a) Computed dispersion vs. wavelength functions (thick lines), corresponding confinement losses (thin lines) and (b) computed stored energy-group delay ratio (U/τ) vs. wavelength functions of solid core PBG fibers of two different designs and of two different index-guiding fibers. One of the index guiding fibers is similar to HI-1060 of Corning, while the second one has an 8 μm core radius. Each fiber has a unit length of 1 m and the incident power is 1W.

hole size is $d = 2.746 \mu\text{m}$. The holes around the core form a honey-comb structure where the holes possess hexagonal shapes with rounded corners. The diameter of the rounding circle is $d_c = 0.66 \mu\text{m}$ and directly around the core some pentagonal shapes appear, which have a rounding at the 90° edge of $d_p = 0.16 \mu\text{m}$.

The index guiding fibers are of two kinds: a standard, low confinement loss single mode fiber designed to operate around one micron: it is a HI-1060 type fiber from Corning. In our simulations, we used refractive index data of fused silica for the cladding by using the corresponding Sellmeier formula, while the refractive index difference between the core and the cladding was kept constant $\Delta n = 0.0075$ over the 920 nm to 1200 nm range. The core diameter is $d_{\text{core}} = 5.3 \mu\text{m}$. The second kind of index guiding fiber is a large mode area (LMA) fiber having a 16 μm core diameter and the same index difference that was used in the case of HI-1060 type fiber.

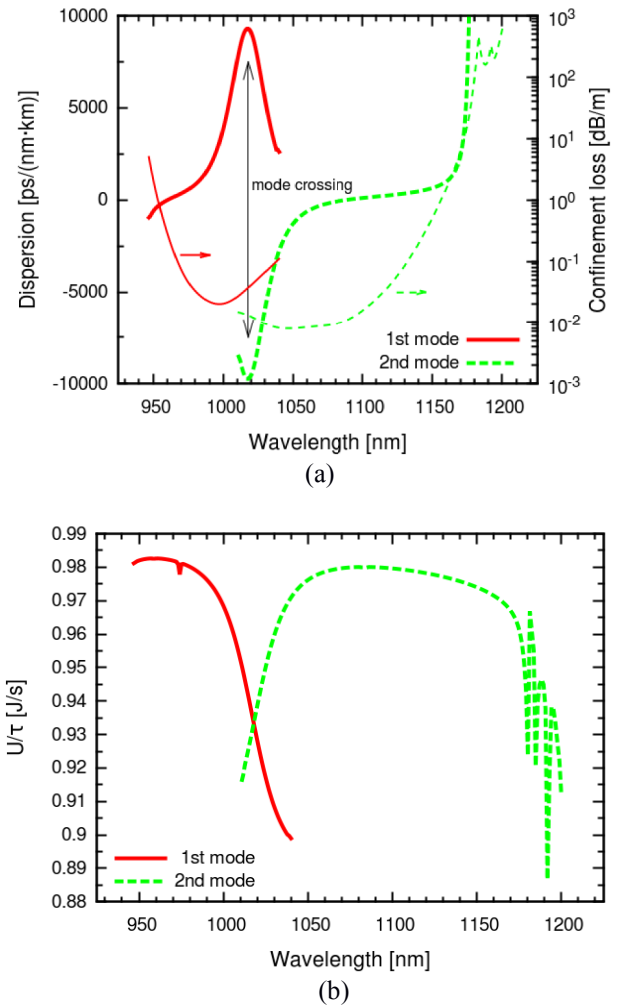


Fig. 2 (a) Dispersion vs. wavelength functions (thick lines), corresponding confinement loss values (thin lines) computed for the two fundamental modes in the HC-1060 type fiber and (b) computed U/τ ratios for the two modes. Long wavelength edge of the 1st mode bandgap and the short wavelength edge of the 2nd mode bandgap can be observed in the dispersion vs. wavelength functions as well as in the U/τ curves at wavelengths where the U/τ value drops quickly (at around 1020 nm).

A Dispersion, loss and stored energy

The computed dispersions and confinement losses for the two Bragg fibers and the HI-1060 fiber are shown in Fig. 1(a), while the ratio between the stored energy and the group delay is depicted in Fig. 1(b) for all of the fibers. The dispersion and loss of the LMA fiber is approximately the same as the HI-1060 type, therefore we have not added these curves to Fig. 1(a). The dispersion of LMA runs with a few ps/(nm·km) above the dispersion of HI-1060 fiber and the loss of the large core fiber is somewhat smaller than the loss of HI-1060. In Fig. 1(b), it can be clearly seen that the ratio is very close to unity all over the fiber transmission band, furthermore, the lower confinement loss increases the energy-group delay ratio. The relatively low U/τ ratio of the HI-1060 fiber can be explained by its small core size compared to the rest of the fibers we investigated. We also evaluated the dispersion and loss properties of the HC-1060 type, hollow-core fiber model and the U/τ ratio the results of which are shown in Fig. 2(a) and (b), respectively.

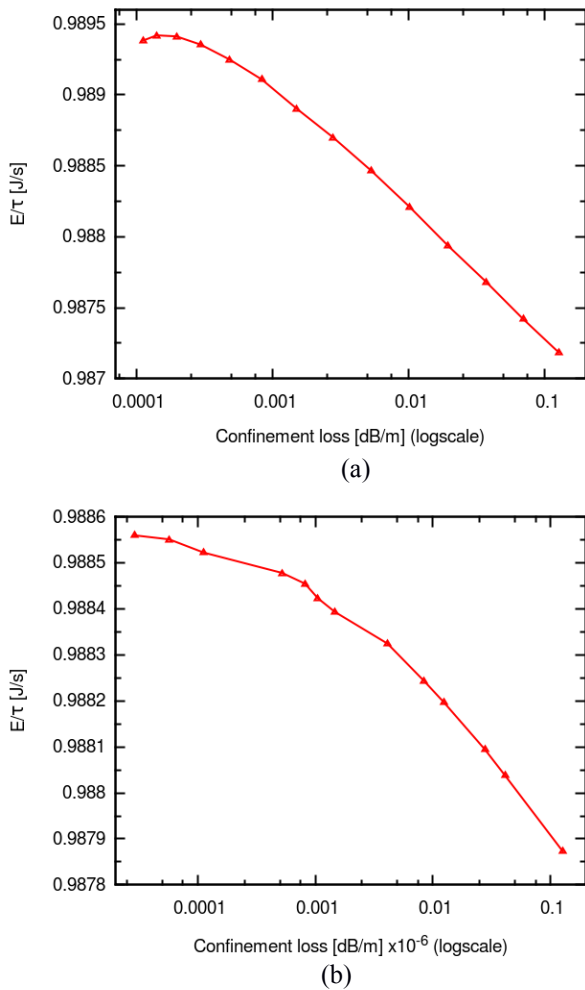


Fig. 3 E/τ ratio as a function of the confinement loss computed for the (a) solid core Bragg fiber with an additional resonant (GT) layer around the core and for the (b) HI-1060 fiber.

The index-guiding fiber has a significantly lower loss than the HC-1060 type fiber (Fig. 1(a)), therefore we may expect a lower U/τ ratio for the HC-1060 fiber, which is confirmed by Fig. 2(b) where the U/τ ratio remains below the value of 0.98 even in the center of the bandgap. This number is close to 0.99 in case of HI-1060 fiber for all over the investigated wavelength range. In the case of the HC-1060 fiber, we found a leaking mode (mode crossing between two modes) at around 1025 nm, therefore the 1st and the 2nd modes are calculated and respectively plotted in the dispersion function (Fig. 2(a)) and in the U/τ graph (Fig.2(b)) below and above this specific

wavelength. The latter plot shows a large variation of the energy-group delay ratio from the center to the edge of the two bandgaps.

In Figure 3, we show two examples of how the U/τ delay ratio approaches unity as the confinement loss converges to zero in case of the solid core Bragg fiber with an additional resonant (GT) layer around the core (Fig. 3(a)) and for the (b) step-index HI-1060 SM fiber ((Fig. 3(b)). Interestingly, such a one-to-one correspondence between the U/τ delay ratio and the confinement loss could not be confirmed by our simulations in case of the solid core Bragg fiber without the resonant layer around the core, a fact that needs further investigations. Note that a similar discrepancy has been reported in Ref. [14] dealing with 1D dispersive photonic bandgap structures.

In order to understand the relationship between mode profile variations and the dispersive properties of the fiber, we display a few fundamental core mode profiles at different wavelengths in case of the HC-1060 fiber in Fig. 4. The leaking mode range at around 1025 nm can be clearly seen in Fig. 4(c), where a significant portion of the energy propagates in the glass region of the cladding. This behavior causes a large variation in the dispersion functions at around 1025 nm (see Fig. 2(a)) and results in a large positive or negative chirp on ultrashort pulses centered at around 1025 nm. Accordingly, such optical pulses may suffer significant temporal and spatial distortions during their propagation in this wavelength regime. Due to increased scattering and transmission losses, we can also observe a drop in the U/τ ratio (see Fig. 2(b)).

B Focusability of the distorted modes

If one modifies the dispersion of an optical fiber by structural modifications that results in some resonant behavior, the propagating fundamental mode profile will be distorted relative to the original fiber cross-section geometry. Note, that similar distortions can be observed in the case of leaking modes or surface modes appearing in hollow core photonic bandgap fibers, as shown in Fig. 4. In that case, the regular hexagonal geometry of the HC-1060 fiber was not modified by purpose, but the appearing leaking mode (or mode crossing event) at around 1025 nm resulted in a large variation in the dispersion profile (see Fig. 2(a)) as well as a highly distorted fundamental mode profile (Fig. 4(c)).

The question arises: how well the distorted modes of dispersive fibers can be applied, for example, for two photon microscopy, where focusability of the fiber delivered ultrashort pulses is of primary importance [4]. In order to

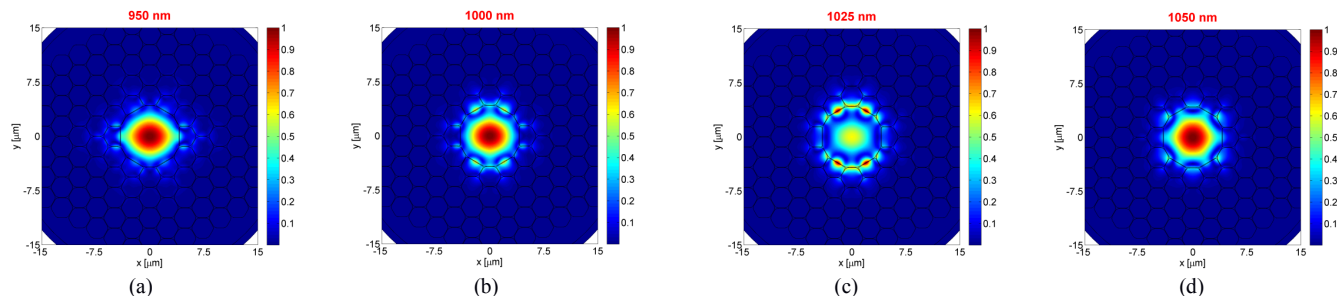


Fig. 4 Fundamental mode profiles in the core of a HC-1060 fiber at (a) 950, (b) 1000, (c) 1025 and (d) 1050 nm. The mode profiles shown in Figs. (a) and (b) correspond to the so-called first mode, while those shown in Figs. (c) and (d) correspond to the second mode.

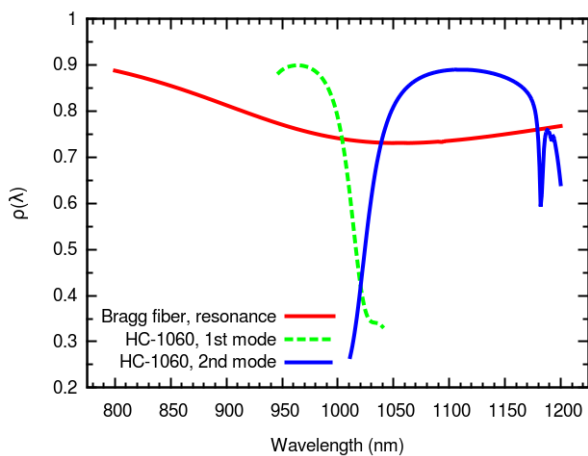


Fig. 5 Focusability $\rho(\lambda)$ of the propagating fundamental modes defined by Eq. (6) and calculated for a reversed dispersion slope, resonant Bragg fiber (red curve) and for a hollow core PBG fiber (green and blue curves) near resonance and leaking mode wavelengths.

investigate this question, we calculate the intensity square of the mode field distribution in the Fourier space, which can be related to the effectiveness of the two-photon absorption or second harmonic generation in the focal plane of a focusing element, such as a microscope objective. Therefore, we compute the following ratio for the computed mode field distributions at each wavelength

$$\rho(\lambda) = \frac{\int_0^k \int_0^{2\pi} \tilde{I}(k_r, k_\phi, \lambda)^2 dk_\phi dk_r}{\int_0^k \int_0^{2\pi} \tilde{I}_0(k_r, k_\phi, \lambda)^2 dk_\phi dk_r} \quad (6)$$

where $\tilde{I}(k_r, k_\phi, \lambda)$ is the 2-dimensional Fourier transform of the intensity distribution of an arbitrary mode profile at wavelength λ , and $\tilde{I}_0(k_r, k_\phi, \lambda)$ is the Fourier transform of the “ideal” mode profile, which is obtained by filtering out the higher spatial frequencies from $\tilde{I}(k_r, k_\phi, \lambda)$. In this way, we can neglect the effect of rapid mode size variations with wavelength at resonances.

The obtained $\rho(\lambda)$ functions for the HC-1060 type and the reversed dispersion slope Bragg fibers are shown in Fig 5. The figure clearly shows that in case of a commercial HC-1060 fiber we lose approximately 10% of the power for two-photon absorption or second-harmonic generation due to mode-field distortion. The fact is that the mode partially propagates in the cladding, which results in some deviation from a first order Bessel function that would be the ideal excitation mode profile for focusing. At wavelengths where the surface modes are more enhanced, the focusability of the mode drops down to $\sim 25\%$. According to Fig. 5, we can say that the propagating modes of this hollow core fiber have a good focusability at 960 nm and 1100 nm. Of course, the performance of the HC-1060 fiber could be improved by increasing the air-glass ratio in the cladding, i.e., choosing thinner wall thickness [15].

In Fig. 5, we also plotted the $\rho(\lambda)$ function for a resonant Bragg fiber discussed earlier (see Fig. 1(a)). The reversed dispersion slope profile is obtained at the expense of a

modified, resonant fiber mode profile, which resembles an LP_{02} mode field distribution at the resonance wavelengths, since the “tail” of the mode propagates in the resonant layer [16]. Fig. 5 shows that focusability of the fiber mode in this Bragg fiber is also decreasing when reaching the reversed dispersion slope region (975 – 1100 nm). At around 1050 nm we lose approximately 30% of the focused beam power and the focusability increases for longer wavelengths.

IV. SUMMARY

We found that the U/τ ratio is very close to unity all over the fiber transmission band, furthermore, the lower confinement loss increases the energy-group delay ratio close to unity [18]. Since the stored energy in the fiber is derived from the electric field distributions at each wavelength (see Eq. (4)), we learned that modifications in the dispersion function of any optical fiber always result in a change in the mode field distribution at each wavelength, and vice versa. As a consequence, dispersion tailored optical fibers, such as HOM fibers [9] and hollow- or solid-core photonic bandgap (PBG) fibers [3] having a desired group-delay dispersion functions have a reduced focusability of the collimated laser beam or an increased splicing loss over most of the useful range of operation [3] due to the superimposed cladding modes, which can be a critical issue in fiber integrated nonlinear microendoscope systems for instance. From this relationship it also follows that surface modes appearing in hollow core PBG fibers seriously affect the dispersion profile of these optical fibers [3].

In connection with telecommunication systems and having in mind that the difference in the group delay over the operation frequency range is nothing else but the integral of the dispersion over the given frequency range, we can say that the above discussed special parameter U/τ , or figure of merit along with the corresponding group delay value τ can be also used to characterize the performance of different dispersion compensating optical fibers regarding transmission loss and dispersion for instance [1, 17].

Note added: The rapidly varying group delay vs. wavelength functions near resonance or leaking mode wavelengths of different fiber samples can be precisely characterized by state of the art spectral interferometric methods such as the Fourier-transform method discussed in the recent paper of Ref. [19].

REFERENCES

- [1] M. Wandel and P. Kristensen, “Fiber designs for high figure of merit and high slope dispersion compensating fibers,” *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.*, vol. 3, pp. 25–60, 2005.
- [2] J. Fekete, A. Cserteg, and R. Szipöcs, “All-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, pp. 49-53, 2009.
- [3] Z. Várallyay, K. Saitoh, Á. Szabó, and R. Szipöcs, “Photonic bandgap fibers with resonant structures for tailoring the dispersion,” *Opt. Express*, vol. 17, pp. 11869-11883, 2009.
- [4] A. Kolonics, D. Csáti, P. Antal, R. Szipöcs, “A Simple, Cost Efficient Fiber Amplifier Wavelength Extension Unit for Broadly Tunable, Femtosecond Pulse Ti-sapphire Lasers for CARS Microscopy,” Technical Digest of Biomedical Optics (BIOMED) 2012 Congress (OSA), paper Bsu3A.28, 2012.

- [5] A.F. Pegoraro, A. Ridsdale, D. J. Moffatt, J.P. Pezacki, B. K. Thomas, L. Fu, L. Dong, M. E. Fermann, and A. Stolow, "All-fiber CARS microscopy of live cells," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 20701-20706, 2009.
- [6] M. Baumgartl, M. Chemnitz, C. Jauregui, T. Meyer, B. Dietzek, J. Popp, J. Limpert, and A. Tünnermann, "All-fiber laser source for CARS microscopy based on fiber optical parametric frequency conversion," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 4484-4493, February 2012.
- [7] B. G. Saar, R.S. Johnston, Ch.W. Freudiger, X.S. Xie, and E. J. Seibel, "Coherent Raman scanning fiber endoscopy," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 2396-2398, 2011.
- [8] Ch. W. Freudiger, R. Pfannl, D.A. Orringer, B.G. Saar, M. Ji, Q. Zeng, L. Ottoboni, W. Ying, Ch. Waeber, J.R. Sims, Ph.L. De Jager, O. Sagher, M.A. Philbert, X. Xu, S. Kesari, X.S. Xie, and G.S. Young, "Multicolored Stain-free Histopathology with Coherent Raman Imaging," *Lab. Invest.*, vol. 92, pp. 1492-1502, October 2012.
- [9] S. Ramachandran, S. Ghalmi, J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg, and F. V. Dimarcello, "Anomalous dispersion in a solid, silica-based fiber," *Opt. Lett.* Vol. 31, pp. 2532-2534, 2006.
- [10] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, and B.S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
- [11] T. Engeness, M. Ibanescu, S. Johnson, O. Weisberg, M. Skorobogatiy, S. Jacobs, and Y. Fink, "Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in OmniGuide fibers," *Opt. Express*, vol. 11, pp. 1175-1196, 2003.
- [12] F. Ghiringhelli, and M.N. Zervas, "Time delay distribution in Bragg gratings," *Phys. Rev. E*, vol. 95, pp. 036604(13), 2002.
- [13] H. G. Winful, "The meaning of group delay in barrier tunnelling: a re-examination of superluminal group velocities," *New J. Phys.*, vol. 8, 101, 2006.
- [14] P. G. Antal, and R. Szipöcs, "Relationships among group delay, energy storage, and loss in dispersive dielectric mirrors," *Chinese Opt. Lett.*, Vol. 10, 053101, 2012.
- [15] T. Murao, K. Saitoh, and M. Koshiba, "Structural Optimization of Air-Guiding Photonic Bandgap Fibers for Realizing Ultimate Low Loss Waveguides" *J. Lightwave Technol.* Vol. 26, pp. 1602 – 1612, 2009.
- [16] Z. Várallyay, K. Saitoh, J. Fekete, K. Kakihara, M. Koshiba, and R. Szipöcs, "Reversed dispersion slope photonic bandgap fibers for broadband dispersion control in femtosecond fiber lasers," *Opt. Express* vol. 16, pp. 15603-15616, 2008.
- [17] A. Carena, V. Curri, G. Bosco, R. Cigliutti, E. Torrenco, P. Poggolini, A. Nespola, D. Zeolla, and F. Forghieri, "Novel figure of merit to compare fibers in coherent detection systems with uncompensated links," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 339-346, 2012.
- [18] Z. Várallyay, P.G. Antal, R. Szipöcs, "Relation between Transmission Group Delay and Stored Energy in Optical Fibers," Ultrafast Optics Conference (March 2-8, 2013, Davos, Switzerland), p. MoP.19, 2013.
- [19] T. Grósz, A.P. Kovács, M. Kiss, and R. Szipöcs, "Measurement of higher order chromatic dispersion in a photonic bandgap fiber: comparative study of spectral interferometric methods," *Appl. Optics*, vol. 53, pp. 1929-1937, 2014.



Róbert Szipöcs was born in Zalaegerszeg, Hungary, in 1964. He received the M.Sc. degree in electrical engineering at the Technical University of Budapest, Hungary, in 1987 and his Ph.D. degree in physics at the University of Szeged, Hungary, in 2001. From 1987 to 2013, he has been working for the Institute for Solid State Physics and Optics of the Wigner Research Center for Physics of the Hungarian Academy of Sciences. From 1997, he is the managing director of R&D Ultrafast Lasers Ltd. He is the author of more than 40 articles, and a few patents. His research interests include dispersive properties of optical coatings and fibers, ultrafast solid state and fiber lasers and nonlinear microscopy. He is a member of OSA. Dr. Szipöcs was a recipient of the ICO/ICTP Award in 2002 for his fundamental work in development of dispersion compensating mirrors such as chirped mirrors for ultrafast solid state lasers.



Zoltán Várallyay was born in Budapest, Hungary, in 1974. He received the M.Sc. Degree at the University of Szeged, Hungary, in 2001, and his Ph.D. degree at the Budapest University of Technology and Economics, Budapest, Hungary, in 2007, both in Physics.

Since 2000, he has been working for Furukawa Electric Institute of Technology (FETI) Ltd., Budapest, Hungary. He is also a part-time scientist at the Wigner Research Centre for Physics of HAS since 2008. His current research interests include optical fiber related theoretical problems including nonlinear, ultrashort pulse transmission and compression in conventional and microstructured fibers, amplification in doped and Raman fiber amplifiers, polarization mode dispersion in mechanically stressed optical fibers, and the design of photonic bandgap fibers with tailored dispersive properties.