

Országos Tudományos Diákköri Dolgozat

# **Vivő-burkoló fázis csúszás mérése lineáris optikai módszerrel**

*Készítette*

*Jó járt Péter, V. Fizikus*

*Témavezető: Dr. Osvay Károly*

**Szegedi Tudományegyetem**

**Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék**

**Szeged 2008**

# Tartalomjegyzék

1. Bevezetés avagy két tudományterület egymásra talál.....	2
2. Tudományos előzmények.....	4
2.1 A vivő-burkoló fázis és csúszása .....	4
2.2 Az eddig sikeresen használt módszerek.....	5
2.3 A vivő-burkoló fázis csúszás stabilizálása.....	6
2.4 A vivőhullám-burkoló fázis csúszás lineáris mérése SSRI technikával .....	6
3. A transzmissziós ring.....	10
4. Modellezés.....	12
4.1 Számolás a frekvenciafésű vonalaival.....	12
4.2 A fényintenzitás körönként történő változásának modellezése.....	12
4.3 A lézer paraméterei .....	13
4.4 A vivő-burkoló fázis csúszás változásának hatása.....	14
5. A kísérleti környezet hatása - egy igazi mérés modellezése .....	16
5.1 A kör hosszának elhangolása .....	16
5.2 $\Delta\phi_{CE}$ megváltozásának hatása az elhangolt körre .....	17
5.3 A nyalábosztók reflexiójának hatása.....	18
5.4 A ring mechanikai rezgéseinek modellezése.....	19
5.5 A rezonáns ringben lévő optikai elemek és a levegő diszperziójának hatása .....	21
6. Kísérleti megvalósítás .....	24
7. Összefoglalás.....	27
8. Köszönetnyilvánítás.....	28
9. Irodalomjegyzék.....	29

## **1. Bevezetés**

*avagy két tudományterület egymásra talál*

A lézerek precíziós spektroszkópiái – beleértve az optikai frekvencia metrológiát is – alkalmazásainál a folytonos, adott hullámhosszú, minél kisebb sáv szélességű fényt előállító berendezések kifejlesztésére irányulnak a kutatások. Ezen tudományterületeken általában a fény pontos hullámhosszával illetve frekvenciájával számolnak, valamint a rendkívül alacsony fényintenzitás miatt lineáris effektusok lépnek csak fel.

Az ultrarövid fényimpulzusok kutatási területén a cél az időben minél rövidebb fényimpulzusok létrehozása, amelyek közül manapság a legrövidebbek már csak a fény néhány periódusnyi időtartamúak. Ezen fényimpulzusok spektruma tehát – az idő- illetve a spektrális képbeli leírást összekötő Fourier transzformáció szerint – igen széles tartományt foglal el. Ebből következik, hogy ezen a szakterületen egy impulzus hullámhossza alatt leggyakrabban a lézer központi (vagy súlyponti) hullámhosszát értik. Az alkalmazásokban jelentős szerepet kap az intenzitás, illetve az elektromos térerősség időbeli lefutása. Mivel az előállított fényimpulzusok – időbeli rövidségükhöz képest – jelentős energiát tartalmazhatnak, így nemlineáris optikai jelenségek, például felharmonikus keltés, többfotonos abszorpció, önfázismoduláció, stb., könnyen előidézhetőek és tanulmányozhatóak.

A fenti két, első ránézésre jelentősen eltérő szakterület a lézer feltalálása óta külön fejlődési pályát írt le. A legújabb tudományos eredmények azonban – talán meglepő módon – újra közvetlenül összekötik őket. A kapcsolatot az teremti meg, hogy ha nagy felbontású spektrométerrel figyelünk meg egy ultrarövid lézerimpulzust, akkor láthatjuk, hogy annak spektruma diszkrét vonalokból áll, melyet spektrális fésűnek is nevezünk. Az első hallásra furcsa állítás nem is meglepő, ha figyelembe vesszük, hogy egy femtoszekundumos lézeroszcillátor tulajdonképpen egy olyan óriás Fabry-Perot interferométernek (FPI) is tekinthető, melynek bázistávolsága tipikusan 3-4 m között van. Az egyes spektrumvonalak közti spektrális távolság tulajdonképpen ezen FPI szabad spektrális tartománya. Fontos megjegyeznünk, hogy a spektrális fésűfogak pontos helye – az FPI bázistávolságából és az impulzusok kezdőfázisából – egyértelműen és pontosan meghatározható. Egy ilyen fényimpulzus tehát önmaga biztosítana elvileg igen nagy pontossággal ismert optikai frekvenciákat, melyekkel nagyon precíz méréseket lehetne végezni.

A valóságban azonban egy átlagos femtoszekundumos lézeroszcillátor rezonátorhossza által biztosított optikai úthossz nem állandó, melynek két legfőbb oka az optomechanikai eszközök véges mechanikai stabilitása valamint a pumpalézer teljesítményének kis

ingadozása. Ez utóbbi a lézer – aktív közeg törésmutatójának hőmérsékletfüggésén – valamint nemlineáris optikai folyamatokon keresztül – a törésmutató változásához vezet. Emiatt az ilyen lézer spektrumának vonalai nem állandóak.

Az áttörés az évezred fordulóján következett be, mikor először tudták megmérni a frekvenciafésűk helyének változását, ami egyúttal elvezetett az ún. fázisstabilizált lézer megalkotásához [1-2]. A fázisstabilizált lézerimpulzusok segítségével azóta az (optikai) frekvenciaszintézisen alapulva új frekvencia-standardot állítottak fel [3-4]. Létrejött egy új tudományág, az ún. attoszekundumos fizika [5-6], de olyan „hagyományos” területeken is forradalmi változásokat hozott, mint a nagy méretű csillagászati tükrök aberrációinak mérése illetve anyagok nagy pontosságú törésmutatójának meghatározása [7].

A frekvenciafésűk pontos helyének meghatározása eddig az ún.  $f$ -to- $2f$  [8] illetve a  $0$ -to- $f$  [9] interferométerek és variációik alkalmazásán alapult, mely eljárások közös jellemzője, hogy legalább egy nemlineáris optikai folyamatot tartalmaznak, és legalább egy oktáv sávszélességű lézerimpulzusokat igényelnek.

Dolgozatomban egy új mérési eljárást vizsgállok meg, mely közvetlen ám lényegi továbbfejlesztése az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi Kutatócsoportjában a közelmúltban kifejlesztett első lineáris mérési módszernek [10]. Az új módszer szintén csak lineáris optikai folyamatokon, konkrétan lineáris interferometrián alapul, mely lehetővé teszi jelentősen kisebb sávszélességű lézerimpulzus-sorozatok frekvenciafésűjének illetve – a megfelelő áttételek miatt – az ún. hordozó-burkoló fázis csúszásának mérését.

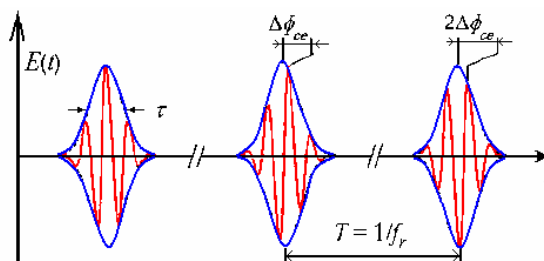
## 2. Tudományos előzmények

### 2.1 A vivő-burkoló fázis és csúszása

A fentebb említett FPI-n alapuló frekvenciafésűt – az idő- és frekvenciaképbeli ábrázolás dualitása miatt – másképpen is leírhatjuk. Ehhez tudnunk kell, hogy egy femtoszekundumos lézeroszcillátor természetes módon mindig olyan lézerimpulzus-sorozatot állít elő, melynek impulzusai közti időbeli távolságot (illetve annak reciprokát, az ún. ismétlési frekvenciát) a lézerrezonátor körülményei szabja meg.

A fényimpulzus terjedésekor – definíció szerint – a vivőhullám a fázissebességgel, az intenzitás burkoló viszont a csoportsebességgel terjed. Vákuumtól eltérő közegben való terjedésnél ez a két sebesség nem egyezik meg, emiatt a vivőhullám csúcsainak helye a burkolóhoz képest változik (1. ábra). Ez a helyváltozás a vivőhullám szinuszos jellege miatt alapvetően fázisváltásként jellemezhető, melyet vivőhullám-burkoló fázisnak (Carrier Envelope Phase, CEP) nevezünk.

Femtoszekundumos lézeroszcillátorokban – az aktív közegként használt kristályban, és a rezonátorban lévő egyéb közegekben való terjedés hatására – természetesen fellép a fent leírt jelenség. Ebből kifolyólag a kijövő impulzussorozat egymást követő tagjai eltérő vivőhullám-burkoló fázissal rendelkeznek (1. ábra). Az impulzussorozat bármely két tagja közt fennálló vivőhullám-burkoló fáziskülönbséget csúszásnak (CEP drift) nevezünk és a továbbiakban  $\Delta\phi_{CE}$ -vel jelöljük. Megjegyezzük, hogy két szomszédos lézerimpulzus kezdőfázisának különbsége az impulzussorozat mentén elvileg azonos, gyakorlatilag azonban – főként a pumpalézer intenzitásának kicsiny fluktuációja miatt – időben lassan változik, azaz  $\Delta\phi_{CE}=\Delta\phi_{CE}(t)$ .



1. ábra: A vivőhullám-burkoló fázis csúszás szemléltetése [1].

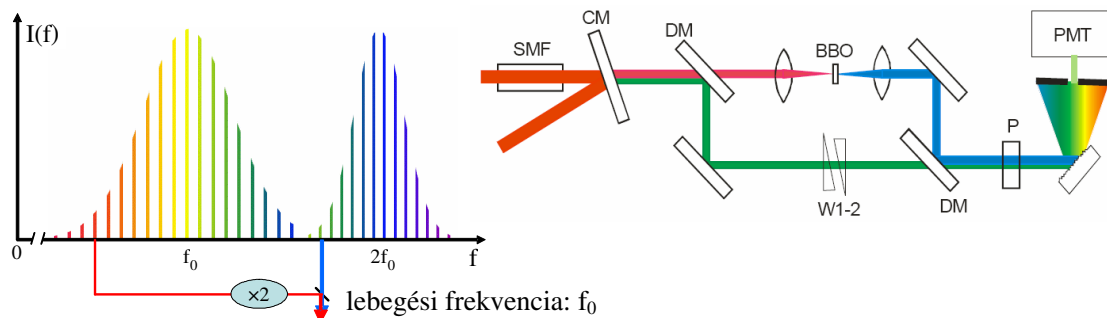
A frekvenciaképből ez a vivő-burkoló fázis csúszás a lézerrezonátor longitudinális módusainak eltolódását okozza. Ezen eltolódást vivő-burkoló offset frekvenciának nevezük, amely a CEP-csúszással egyértelműen kifejezhető az

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot f_r \cdot \Delta\phi_{CE} \quad (1)$$

alakban, ahol  $f_r$  az ismétlési frekvencia,  $f_0$ -t pedig vivő-burkoló offset frekvenciának nevezik. Belátható, hogy ha a  $\Delta\phi_{CE}$  szög időben állandó, akkor a spektrum továbbra is vonalas marad, ám a vonalak eltolódnak az eredeti helyükről. Mivel a frekvenciafésű nagyon pontos, így az nagy pontosságú optikai frekvenciamérésre használható. Láthatjuk tehát, hogy a CEP csúszást is pontosan mérnünk kell ahhoz, biztos frekvencia-standardhoz jussunk.

## 2.2 Az eddig sikeresen használt módszerek

Amennyiben a lézer spektruma oktávnyi szélességű, úgy a legelső, és a mai napig is széles körben használt „f-to-2f” interferométer sikeresen alkalmazható [1-2, 8]. Ebben az eljárásban



**2.ábra:** f-to-2f interferométer működési elve [8] (SMF: mikrostrukturált optikai szál, CM: kromatikus tükör, DM: dikroikus tükör, W1-2: ékpár, P: polarizátor, BBO: nemlineáris kristály, PMT: fotoelektron sokszorozó)

a mérendő lézerimpulzust egy másodharmonikus keltő nemlineáris kristályon vezetik át. Ha a keltő lézerimpulzus elegendően nagy sáv szélességű, akkor a keltett másodharmonikus spektrum „vörös” tartománya átfedésbe kerülhet az eredeti spektrum rövidebb hullámhosszú tartományával. (2. ábra) A két fényimpulzust időben és térben átfedésbe hozva a közös spektrális tartományon az optikai frekvenciák lebegését tapasztaljuk, melyeket egy gyors fotodiódával detektálni lehet. A mért jelben megtalálható többek között  $f_0$ ,  $f_r - f_0$ ,  $f_r$ , esetleg magasabb, hasonlóan számolható frekvenciák, azaz ily módon  $f_0$ , és vele együtt  $\Delta\phi_{CE}$  közvetlenül mérhető. Ha a lézeroszcillátor kimenetén nincs meg az oktávnyi sáv szélesség, akkor nemlineáris optikai jelenségek felhasználásával (pl. fehér kontinuum keltés mikrostrukturált optikai szálban) lehet a mérendő impulzus sáv szélességét növelni. A módszer több változata mellett megemlítendő a hasonló elven alapuló, ám az f-to-2f módszer

referencia-jelének instabilitását kiküszöbölő ún. 0-to-f eljárás [9], mely alapvetően már két nemlineáris optikai konverziót tartalmaz.

Az összes eddig sikeresen használt módszer hátránya éppen tehát abban rejlik, hogy ezekhez több-kevesebb nemlineáris optikai konverzió szükséges, melyekhez egyúttal megfelelően nagy intenzitás kell. Ezen túlmenően a vizsgált lézerefény közel oktáv sávszélességű kell, hogy legyen, hogy a spektrum szélein is elég intenzitás álljon rendelkezésre. A nemlineáris kristály adott felületére beeső, adott energiájú és spektrális eloszlású fényimpulzus intenzitása akkor a legnagyobb, azaz akkor lehet belőle jobb hatásfokkal felharmonikusokat kelteni, ha minél rövidebb, tehát a fényimpulzust a mérés előtt közvetlenül lehetőleg transzformáció-korlátozott időbeli hosszra kell összenyomni.

### *2.3 A vivő-burkoló fázis csúszás stabilizálása*

A fentebb leírt mérési módszereket felhasználva a mért lebegési frekvencia segítségével a lézer offset frekvenciáját lehet stabilizálni. Alapvetően stabilizálnak tekintünk egy olyan fényimpulzus-sorozatot, ahol  $\Delta\phi_{CE}$  időben állandó. A szakzsargonban egy stabilizált fényimpulzus sorozat - a fentiekén túlmenően - azt is jelenti, hogy  $\Delta\phi_{CE}=2\pi a/b$  alakban áll elő, ahol  $a$  és  $b$  tetszőleges egész számok (a gyakorlatban sokszor  $a=1$ ,  $b=4$ ). Ez azt jelenti, hogy minden  $b/a$ -adik fényimpulzus kezdőfázisa azonos lesz. Ezen stabilizált lézerezimpulzusokat egy gyors optikai szelektáló berendezéssel (pl. Pockels-cella) az impulzussorozatból kivágják, és a céltárgyra vagy a kívánt alkalmazáshoz vezetik.

Egy ilyen stabilizált, például titán-zafír lézerrel, ha a kibocsátott spektrum talptól talpig 700-tól 900 nm-ig terjed, akkor ez frekvenciában megadva egy 100 Terahertzes tartomány, az ismétlési frekvencia nagyságrendje pedig 100 MHz. Tehát rendelkezésünkre áll milliányi, pontosan ismert optikai frekvencia. Amennyiben  $\Delta\phi_{CE}$  értékét nulla és  $2\pi$  között más-más értéken stabilizáljuk, akkor más-más frekvencia standardokat kapunk, végeredményben a lézerefény teljes sávszélességében elő lehet állítani ismert optikai frekvenciát, így nagyon pontos spektroszkópiai méréseket lehet végezni egy fázisstabilizált lézerrel.

### *2.4 A vivőhullám-burkoló fázis csúszás lineáris mérése SSRI technikával*

Mivel az ultrarövid impulzusú lézerek hullámhossztartománya – az aktív közeg illetve egyéb frekvenciakonverziós kristályok tulajdonságai miatt – adott, így új módszert kellett találni ahhoz, hogy a már meglévő, kisebb intenzitású, kisebb sávszélességű lézereknél is lehetséges

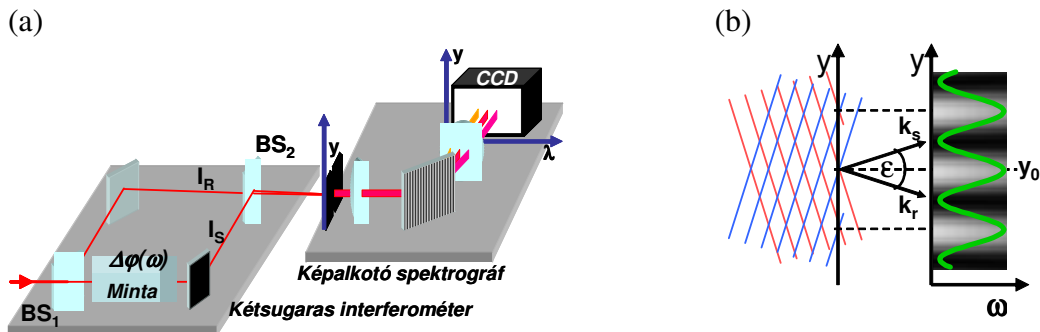
legyen a frekvenciafésű offset frekvenciájának mérése. A kis intenzitás illetve keskenyebb sávszélesség miatt csak lineáris optikát lehet alkalmazni.

Az SzTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén az elmúlt években jelentősen továbbfejlesztett lineáris technika, a spektrálisan és térben bontott interferometria (SSRI) nagyon hatékonyan bizonyult különböző anyagok illetve optikai elemek diszperziójának mérésében [11 és hivatkozásai]. Az optikai elrendezés egy kétsugaras interferométerből és egy leképező spektrográfból áll. Az interferométer kimenetén megjelenő interferenciacsíkokat a spektrográf belépő részére képezik le úgy, hogy a CCD-kamera képén spektrálisan és térben (függőlegesen) olyan interferenciacsíkok láthatóak, amelyek meredekségéből, görbületéből a diszperziós együtthatók meghatározhatóak.

Az alapötlet bemutatásához tekintsünk egy SSRI elrendezést, amely egy femtoszekundumos fényimpulzusokkal megvilágított Mach-Zehnder interferométeren alapul (2.ábra). Az első nyalábosztó után az  $I_R(\omega)$  spektrális intenzitású referencia-impulzus zavartalanul terjed az interferométer megfelelő karjában, miközben a tárgykarban lévő minta (közeg vagy optikai elem) eltolja az  $I_S(\omega)$  fényimpulzus spektrális fázisát a referencia-impulzushoz képest. Az impulzusok terjedés közbeni fázistolását Taylor-sorként szokás felírni az  $\omega_0$  központi frekvencia környezetében, azaz a referencia illetve a tárgy-impulzus által az interferométerben elszenvedett fázistolások:

$$\varphi_i(\omega) = \varphi_i(\omega_0) + \frac{d\varphi_i}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi_i}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad i = R, S. \quad (2)$$

Figyelemre méltó, hogy a sor legelső tagja a tér abszolút kezdőfázisa, azaz közvetlen kapcsolatban van a fentebb bevezetett vivőhullám-burkoló fázissal. Mivel a CEP és a kezdőfázis különbsége a burkolótól függő állandó, így a vivőjelnek a burkolóhoz viszonyított helyzete egyértelmű módon leírható  $\varphi_{R,S}(\omega_0)$ -vel is.



3. ábra: Spektrálisan és térben bontott interferométer (a) és az interferencia-csíkok létrejötte (b) A tárgykarban lévő minta reprezentálja az impulzusok relatív fáziskülönbségét.



Ha az impulzusokat térben és időben átfedésbe hozzuk egymással úgy, hogy a fázisfrontjaik  $\varepsilon$  szöget zárnak be egymással (3.b ábra) akkor interferenciacsíkok jelennek meg az  $y$  tengely, azaz a spektrográf belépő rése mentén. A spektrálisan és térben bontott interferogram intenzitáseloszlása

$$I(y, \omega) = \underbrace{|E_S(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\Delta\phi(\omega) \text{ fáziskülönbség}} = I_S(\omega) + I_R(\omega) + 2\sqrt{I_S(\omega) \cdot I_R(\omega)} \cos\left(\Delta\phi(\omega) + \varepsilon \frac{\omega}{c}(y - y_0)\right) \quad (3)$$

ahol  $y_0$  az a magasság, ahol a terjedési idő a két karban szigorúan egyenlő.

A  $\Delta\phi(\omega)$  a referencia és a tárgy-impulzus közötti relatív spektrális fáziskülönbség az interferométer kimenetétén, amely a

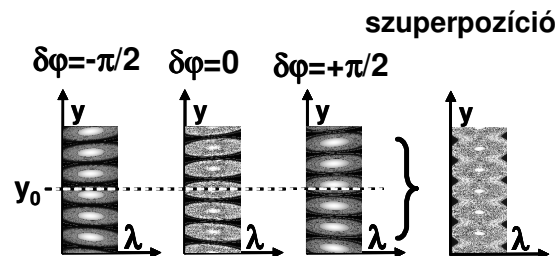
$$\Delta\phi(\omega) = \delta\phi_{CE} + D(\omega) \quad (4)$$

alakba írható, ahol  $D(\omega)$  írja le a lineáris és magasabb rendű diszperzió különbséget a karok között, és ez felel az interferenciacsíkok alakjáért. Ugyanakkor a spektrálisan bontott interferencia - mintázat térbeli pozícióját a Taylor-sor első tagja, azaz a referencia és a tárgy-impulzusok relatív vivőhullám-burkoló fázisa határozza meg. Például, ha  $\Delta\phi(\omega_0)$   $2\pi$ -nek egész számú többszöröse, akkor az interferencia-csíkszám intenzitása  $(\omega_0, y_0)$  pontban mindig maximális.

Vegyünk egy olyan elrendezést, ahol a tárgykarban számos, különböző vivő-burkoló fázissal rendelkező impulzus generálódik az eredeti tárgy-impulzusból, de a megfelelő referencia-impulzushoz képest a magasabb rendű diszperzió ( $D(\omega)$ ) nem változik. A különböző  $\delta\phi_{CE}$ -vel rendelkező impulzuspárok közti interferenciát ezután így írhatjuk le:

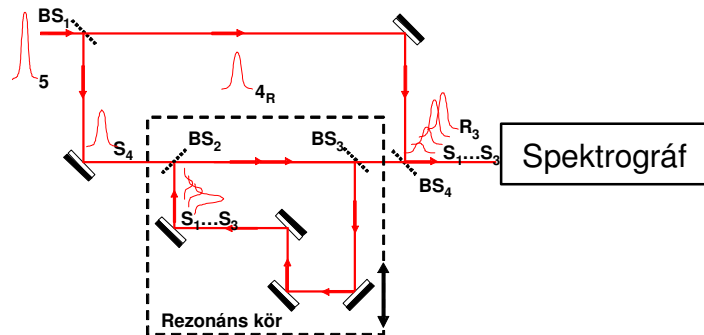
$$I_{\text{összeg}}^{(1)}(y, \omega) = \underbrace{|E_{S1}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\delta\phi_{CE1} \text{ fáziskülönbség}} + \underbrace{|E_{S2}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\delta\phi_{CE2} \text{ fáziskülönbség}} + \underbrace{|E_{S3}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\delta\phi_{CE3} \text{ fáziskülönbség}} + \dots \quad (5)$$

ahol az 1-es felső index azt jelenti, hogy az összegzés az első tárgy-impulzustól kezdődik.



**4.ábra:** Spektrálisan és térben bontott interferencia-csíkok különböző hordozó-burkoló fázis esetén, illetve ezek összege.

Ha a vivő-burkoló fázis impulzusról impulzusra változik, az időben integrált (összegzett) interferencia-csíkok láthatósága leromlik. Tehát az amúgy azonos alakú spektrálisan bontott interferenciacsíkok  $\omega_0$  -nál vett maximumai mondjuk  $y_1, y_2, y_3$  -nál lesznek, mindegyikük jellemző a megfelelő referencia-impulzushoz képest vett vivő-burkoló fázis különbségre (4. ábra). Ha a leképező spektrográf detektorának, pl. a CCD chipnek hosszú az expozíciós ideje, akkor sok egymás utáni interferencia-csíkkendzert képez le egymás tetejére. Végeredményben a felvett interferogram láthatósága jelentősen lecsökkent (4. ábra, jobb oldali összegzett interferogram ) Ennélfogva, ha a tárgykarból jövő egymás utáni lézerimpulzusokat össze tudjuk interferáltatni *ugyanazzal* a referencia-impulzussal, az „egymásra filmezett” interferencia-csíkkendzser láthatósága jellemző lesz a tárgy-impulzusok vivő-burkoló fázis csúszására.



5. ábra: Az SSRI módszer kísérleti elrendezése

A fenti elképzelés megvalósítható oly módon, hogy egy Mach-Zehnder interferométer tárgykarjába egy rezonáns kört teszünk. Ezzel biztosítjuk azt, hogy ugyanazzal a referencia-impulzussal az eredeti impulzussorozat több egymást követő (így egymáshoz képest meghatározott  $\Delta\phi_{CE}$  vivő-burkoló fázissal elcsúsztatott) impulzusának interferenciája jöjjön létre.

A kísérletileg is demonstrált [10, 12] módszer előnye a linearitás, azonban nem lehet egy gyors visszacsatoló kör részévé tenni a kamera hosszú expozíciós ideje miatt. Ez utóbbihoz egy gyors reakcióidejű, lineáris optikai módszert kellett az SSRI módszerből kiindulva kidolgozni. A következőkben meg fogjuk mutatni, hogy egy rezonáns kör és egy spektrográf önmagában is elegendőnek bizonyulhat a méréshez. Belátható, hogy ez a megoldás gyors működésű.

### 3. A transzmissziós ring

Egy új mérési ötlethez jutunk, ha a fentiekben leírt mérési módszert még részletesebb vizsgálatnak vetjük alá. Nevezetesen, ha  $k$  darab érzékelhető intenzitású lézermimpulzus jön ki a ring rezonátor kimenetén, a Mach-Zehnder interferométer kimenetén fellépő interferencia az egyes fényimpulzusok térerősségeinek szuperpozíciójaként írható le:

$$I_{szuperpozíció}^{(1)}(y, \omega) = |E_{S1}(\omega) + E_{S2}(\omega) + E_{S3}(\omega) + \dots + E_{Sk}(\omega) + E_{Rk}(\omega)|^2 \quad (6)$$

Ha a referencia fényimpulzus térerősségétől eltekintünk, tulajdonképpen nincs is szükség a referencia-karra, vagyis az interferométerre. Ekkor a rezonáns ring kimenetén interferálnak az egymást követő fényimpulzusok, és ezt a spektrumot kell csak vizsgálni. Ez talán nem is meglepő, ha észrevesszük, hogy a rezonáns ring hasonlít egy nagyon nagy bázistávolságú Fabry-Perot interferométerhez. A rezonáns ring spektrális transzmissziójának megértéséhez nézzük minden egyes, a fenti képletben szereplő fényimpulzus  $\omega$  körfrekvenciájú spektrumvonalát, melyet az ismétlési frekvencia egész számú többszörösére fixen rögzítünk,  $f_0$  helyett  $\Delta\phi_{CE}$ -vel mint fázistolással számolunk.

Ez az  $\omega$  körfrekvenciájú fény csak akkor fog maximális intenzitással megjelenni a kimeneten, ha az interferencia konstruktív, vagyis hogyha azonos fázisban találkozik az egyenesen áthaladó fény az 1, 2, vagy több kört megtett fénnel. Ez – ha például  $\Delta\phi_{CE}=0$  – minden olyan esetben teljesül, ahol a kör  $L$  körüljáráshoz szükséges úthossza a fény hullámhosszának egész számú többszöröse, vagyis a rezonáns körnek nagyon sűrűn elhelyezkedő transzmissziós vonalai vannak. Számítsuk ki részletesebben!

A kimeneten interferáló, különböző számú kört megtett fénysugarak adott frekvenciájú komponenseit egy-egy cosinus függvénnyel veszem számításba, összegzem fel és emelem négyzetre, amivel közvetlenül a spektrális intenzitást kapom meg. A felhasznált nyalábosztók  $R_1$ ,  $R_2$  reflexióinak arányában is csökkenteni kell a fény intenzitását minden egyes kör megtétele után. A nyalábosztók transzmisszióival csak a legelőször belépő, majd a végül kilépő fény esetén kell számolni. Az egyes körök megtételével a fény olyan fázistolást szenved, amely a hullámhossztól, a körüljárási úttól függ, valamint a vivő-burkoló fáziscsúszás is jelen van a fáziskülönbségben. (A korábban érkezett fényimpulzusok kezdőfázisa ennyivel kevesebb lesz) A fázistolást célszerű az egyenesen áthaladó fényhez viszonyítani. (Fizikai jelentése csak a fázistolás  $2\pi$ -vel vett maradékának van, így a numerikus számítások hibáinak kivédése végett célszerű maradékos osztást végezni.) Tehát a transzmisszióra a fentiekből adódik:

$$T(\omega) = \left[ \left( \sqrt{T_1 \cdot T_2} \right) \cdot \sum_{a=0}^N \left( \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^a \cdot \cos \left( \text{mod} \left( \frac{a \cdot L \cdot \omega}{c} - a \cdot \Delta\varphi_{CE}, 2\pi \right) \right) \right]^2 \quad (7)$$

ahol  $N$  a számításba vett körök száma. Amennyiben ismert diszperziójú elem található a rezonáns ringben, akkor az körönként többlet fázistolásként vehető számításba [13], ami a lézerpulzus spektrális fázisában formailag a (2) egyenlettel leírt extra fázistolásként jelentkezik.

## 4. Modellezés

Az alábbiakban numerikusan modellezem a rezonáns ringből kilépő femtoszekundumos fényimpulzusok viselkedését. A számítást a frekvenciatartományban végzem, és alapvetően a fent kapott (7) transzmissziós egyenletet használom. Mivel a lézerfény spektruma nem folytonos, ezért a frekvenciafésű spektrumvonalalaival számolok. A számításokat MathCad programmal végeztem.

### 4.1 Számolás a frekvenciafésű vonalaival

A frekvenciafésű vonalainak helyzetét az ismétlési frekvencia és az offset frekvencia egyértelműen meghatározza, tehát ezeket kell megadni. Azonban célszerűbb úgy számolni, hogy az egyes spektrumvonalak frekvenciáit rögzítem az ismétlési frekvencia egész számú többszöröseire, és a vonalaknak az offset frekvenciával való eltolása helyett a vivő-burkoló fázis csúszással külön számolok. Ez az (1) összefüggés miatt pontosan ugyanazt az eredményt adja, de ezen a módon könnyebb  $\Delta\phi_{CE}$  függvényében numerikusan szimulálni a jelenségeket.

Mivel egy adott hullámhossz tartományon (például 700-900 nm) kívül nincs számottevő fényintenzitás, ezért véges frekvenciatartomány kiszámítása is elegendő. Tehát adódik, hogy be kell indexelni a diszkrét spektrumvonalakat a lézerfény mind a körülbelül 100 THz nagyságrendű frekvenciatartományában.

Ez körülbelül egymillió kiértékelt spektrumvonalat jelent, de a következtetések levonásához bőségesen elegendő minden századik spektrumvonalat kiértékelni, ez gyorsítja a számítások elvégzését. (Egy 0,1 nm feloldású spektrográf egyetlen pixelére például 72 MHz-es ismétlési frekvencia és 800 nm hullámhossz esetén több mint 600 spektrumvonal esik, és az SSRI módszernél is véges feloldóképességű spektrográffal érték el az ismertett eredményeket.) A szimuláció során az egyszerűség kedvéért Gauss görbe alakú spektrummal számoltam; egy adott mérés modellezésénél természetesen a bemenő mért spektrumot kell figyelembe venni.

### 4.2 A fényintenzitás körönként történő változásának modellezése

A számítás következő része a nyalábosztókkal kapcsolatos: Meg kell adni a két nyalábosztó reflexióját. Az osztók transzmisszióit a reflexiókból számítom, mivel feltételezem, hogy nincs fényelnyelés, és a reflexió a teljes spektrális tartományon konstans. A valóságban természetesen meg kell mérni a teljes rezonáns ring hullámhosszfüggő,

visszacsatolás nélküli transzmisszióját és visszacsatolási arányát is, ugyanis a felhasznált nyalábosztók részben áteresztő dielektrikum tükrök, ezért működési elvükből fakadóan hullámhosszfüggést mutathatnak. Hasonló igaz az elrendezés többi, nagy reflexiójú dielektrikum tükrére is. Megjegyzem, hogy fémbevonató tükrök alkalmazása egy reális kísérleti megvalósítás esetén a fényút többszörös összehajtogatása miatt összességében túl nagy veszteséggel járna – lásd 19. ábrán a kísérleti elrendezést. Továbbá, mivel a lézersugár többnyire Gauss-nyalábként viselkedik, további leképező elem használata nélkül a nyaláb terjedés közben kitágul, így a visszacsatolt fény intenzitását csökkenti.

Az előbbiekből következik, hogy a fénysugár intenzitása minden egyes kör megtételével gyengül. A számítások során véges „N” számú kör megtételét vettem figyelembe úgy, hogy annyi kört vettem, amennyi alatt a fény intenzitása a kezdeti érték 1% - ára csökken. Minden kör megtételével a fény intenzitása legalább  $(R_1 \cdot R_2)$  arányban csökken, ha a Gauss nyaláb tágulásától, veszteségektől, és a diffrakciótól első közelítésben eltekintünk. Ezt a becslést használva tehát

$$N = \text{ceil} \left( \frac{\ln(0.01)}{\ln(R_2 \cdot R_1)} \right) \quad (8)$$

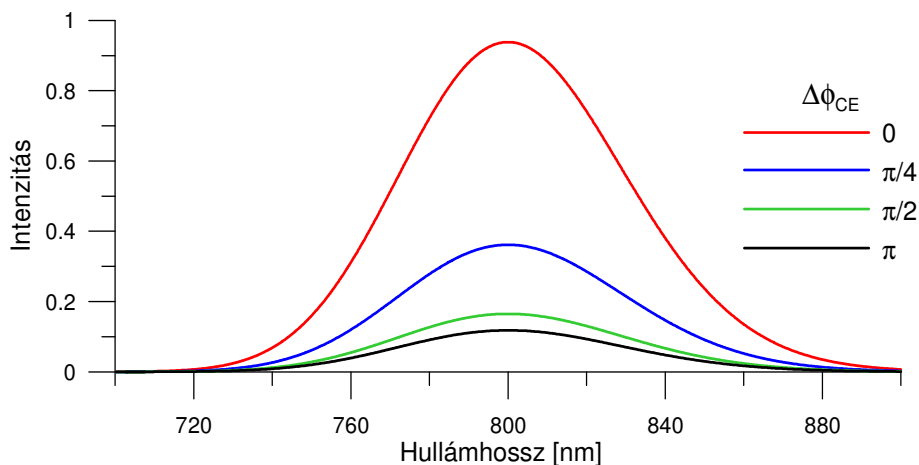
Például 50%-os nyalábosztók alkalmazása esetén elegendő 4 kör megtételével számolni. Megjegyzem, hogy konkrét optikai elemek esetén a hullámhosszfüggő reflexiókkal kell számolni. Ekkor N értékét a reflexiók maximális értékeiből célszerű kiszámolni.

### 4.3 A lézer paraméterei

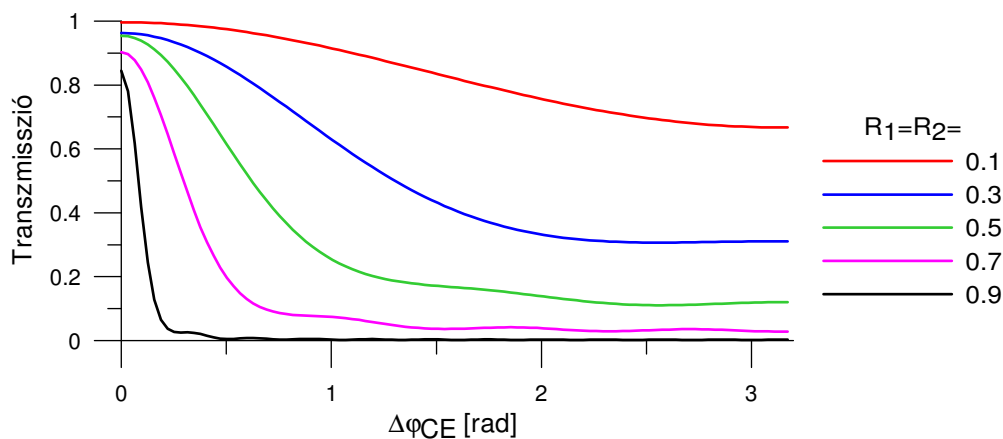
A szimulációkban a TeWaTi lézerezoscillátorának paramétereit vettem alapul, mely 72 MHz ismétlődési frekvenciával 800 nm központi hullámhosszú, Gauss-görbe alakú, talptól talpig a 700-tól 900 nm-es tartományba eső lézerimpulzusokat bocsájt ki. Amennyiben másként nem jelzem, a nyalábosztók reflexióját 50%-nak tételeztem fel. Mivel a fázisstabilizált lézerezoscillátorok esetén a legtöbb esetben  $b=4$  (lásd 2.3 fejezet), így  $\Delta\phi_{CE}$  értékét  $\pi/2$ -nek vettem. A következő fejezetben a kísérleti környezet különböző hatásait elemzem, kezdve a vivő-burkoló fázis megváltozásától rezonáns ring elhangolásán és a nyalábosztók megválasztásán keresztül a mechanikai rezgésekig.

#### 4.4 A vivő-burkoló fázis csúszás változásának hatása

A 6. ábra mutatja a spektrális intenzitás különböző vivő-burkoló fáziscsúszás mellett számolt görbéit. Ahogy várható, a teljes rezonáns esetben a spektrális intenzitás a spektrum bármely részén a CEP csúszás értékétől függ. Ennek alapján a teljes transzmittált intenzitás CEP csúszától való függését is kiszámíthatjuk, melyet a 7. ábra mutat. Megállapíthatjuk, hogy rezonáns esetben a kör transzmissziója valóban egyértelműen és monoton módon függ a vivő-burkoló fázis csúszásától.



6. ábra: A transzmittált spektrum és  $\Delta\phi_{CE}$  közötti összefüggés (50%-os osztókkal) Gauss-görbe alakú bemenő spektrumnál



7. ábra: A rezonáns kör transzmissziója a vivő-burkoló fázis csúszás függvényében különböző reflexiójú, azonos nyalábosztók mellett.

Az érdekesség kedvéért a frekvenciaképből kiindulva is szemléletes magyarázatot adunk a fenti viselkedésre, azaz az offset frekvenciával számolunk a vivő burkoló fázis csúszás helyett. Ekkor a frekvenciafésű vonalai a rezonáns kör (mint Fabry-Perot interferométer) transzmissziós vonalaival akkor esnek egybe, ha az offset frekvencia nulla, és

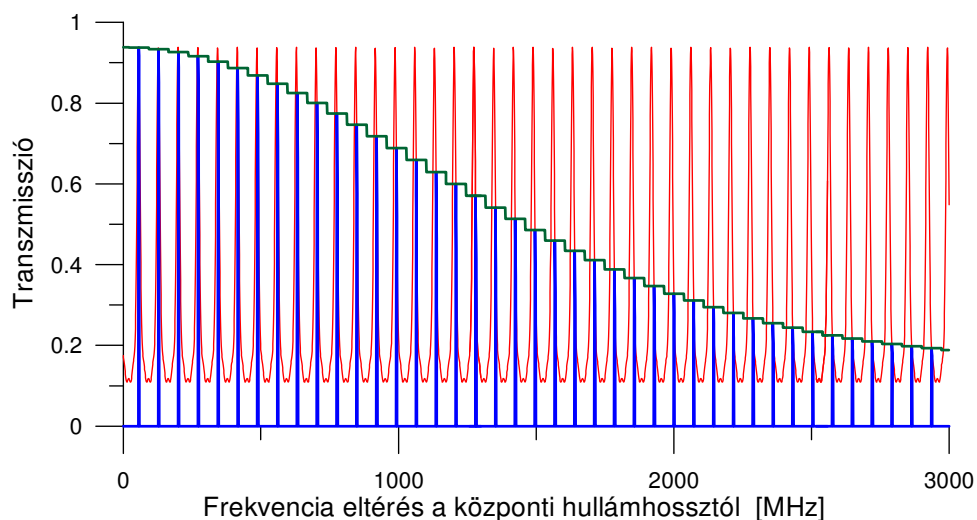
amint ez megváltozik, a vonalak kevésbé esnek egybe, tehát a transzmittált fény intenzitása csökkenni fog. Meg kell jegyezni, hogy a pontosan hangolt rezonáns körrel való vivő-burkoló fázis csúszás méréshez nagyon pontos spektrális kalibráció szükséges.



## 5. A kísérleti környezet hatása - egy igazi mérés modellezése

### 5.1 A kör hosszának elhangolása

Az elhangolt rezonáns kör transzmissziós görbéjében a csúcsok *majdnem* olyan sűrűséggel helyezkednek el, mint a frekvenciafésű fogai. Az eszközből kijövő fényt bontjuk fel egy véges feloldóképességű spektrográffal. Ekkor az egyik hullámhossznál a frekvenciafésű vonalai egybeesnek a transzmisszió csúcaival, egy másik hullámhossznál pedig a minimumokkal. Azaz a véges feloldóképességű spektrográf által kiátlagolt spektrum „hullámos” lesz, és ezen hullámok helyzete a frekvenciafésű vonalainak helyétől, állandó  $f_1$  esetén  $f_0$ -tól fog függeni. Az alábbi ábrán a piros a transzmissziós görbe, a kék vonal a frekvenciafésű vonalaiból transzmittált fény, a zöld görbe pedig azzal arányos, amit egy véges feloldású spektrográf érzékelne a spektrumból. Az ábra csak az elvet szemlélteti, ezért erősen torzított! (A kísérletnél illetve szimulációknál a kiadott, modulált spektrum egy hullámzása több tízezer vonalból adódik.)



**8.ábra:** A transzmissziós spektrum (piros) „össze lebeg” a lézeroszcillátor spektrumával (kék), a spektrográf nem bírja feloldani ezért csak a zöld görbét „látja”.

Véges feloldású spektrográffal vizsgálva csak a Gauss-szerű, folytonosnak tűnő bemenő spektrumot látjuk, a kimeneten pedig a hullámos spektrumot, mely szintén folytonosnak tűnik. Emiatt úgy látszik, mintha a rezonáns ring spektrális transzmissziója függne a vivőhullám-burkoló fázis csúszásától. Valójában a rezonáns ring transzmissziós görbéje állandó, és a bejövő fény mint frekvenciafésű spektrumvonalainak kicsiny elmozdulása okozza a jelenséget. (Például ha az offset frekvencia körülbelül az ismétlési frekvencia felével változna meg, akkor ahol eddig egy fésűfog maximális amplitúdóval ment át, most a transzmissziós görbe egyik minimumával fog egybe esni, tehát a kimenő fényt spektrográffal

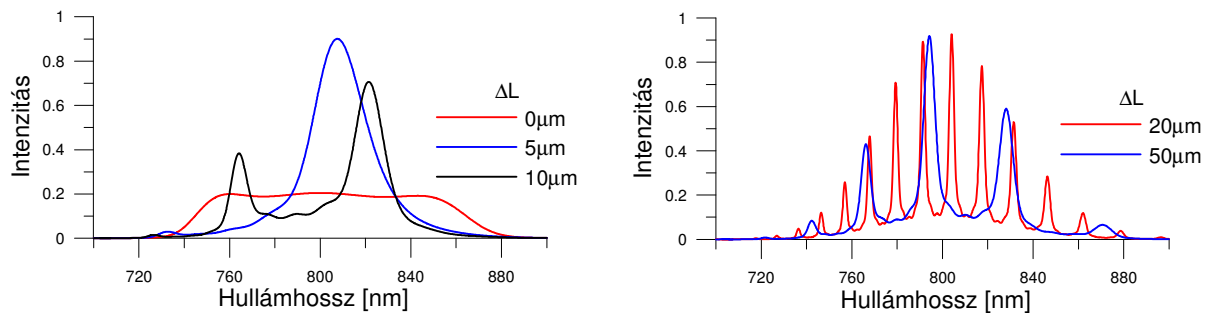
vizsgálva úgy fog tűnni hogy az adott – mondjuk 0,1 nm -es-tartományon jelentősen megváltozott a transzmisszió.)

Számítsuk ki részletesebben!

A gyakorlatban a ring hosszát teljesen egyszerű pontosan a rezonáns hossza beállítani. Írjuk fel a rezonáns ring hosszát a következőképpen:

$$L = \frac{c}{f_r} + \Delta L \quad (9)$$

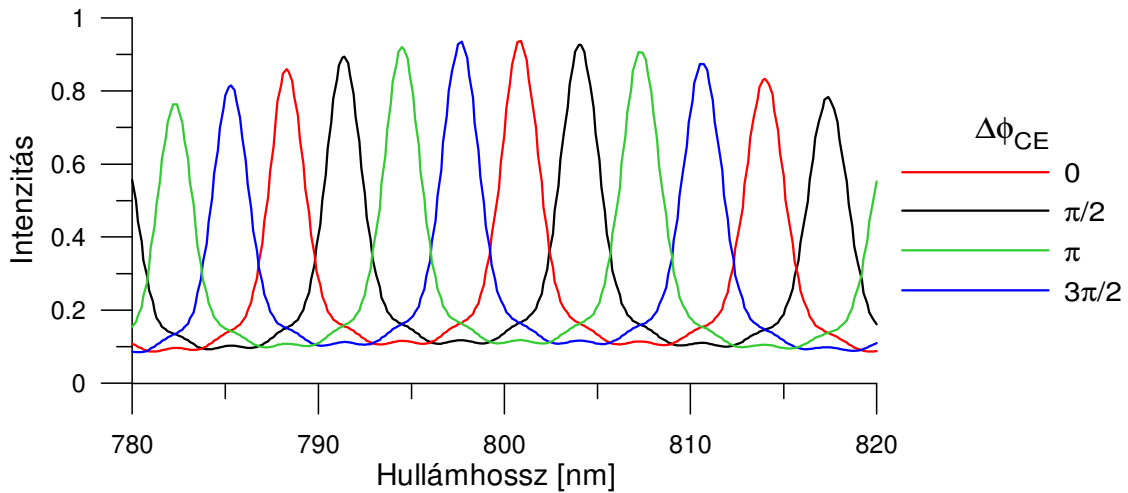
ahol  $\Delta L$  a másik taghoz képest kicsiny, legfeljebb néhányszor tíz mikrométer. (Mivel a ring „rezonáns”.) Minél nagyobb a ring elhangolása, annál jobban különbözik a frekvenciafésű vonalainak  $f_r$  távolságától a ring transzmissziós vonalainak távolsága, tehát a két spektrum „össze lebegése” sűrűbb modulációt okoz a spektrumban, ami szépen látható a 9. ábrán.



9. ábra: A rezonáns kör különböző elhangolásával végzett szimulációk.

## 5.2 $\Delta\phi_{CE}$ megváltozásának hatása az elhangolt körre

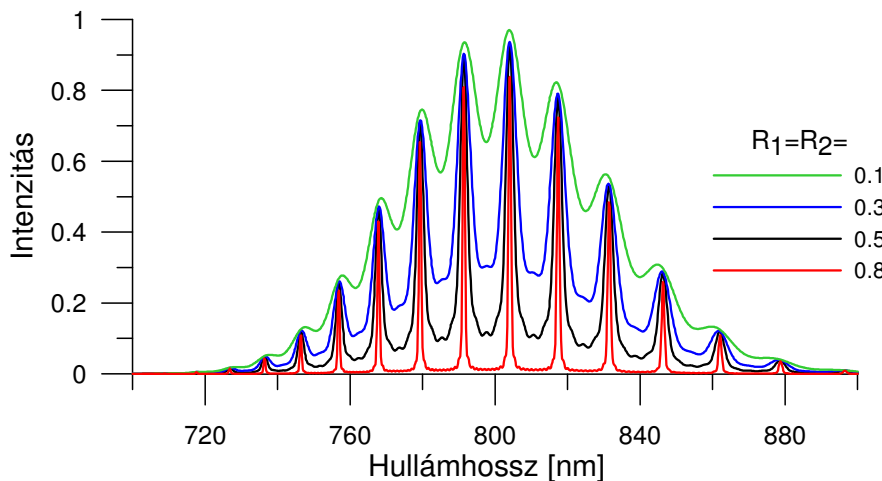
Ha kizárólag  $\Delta\phi_{CE}$  változik meg, akkor a frekvenciafésű vonalai máshol találhatóak, emiatt más hullámhosszakon fognak egybeesni a transzmissziós görbe csúcsaival, így a kijövő spektrum modulációja eltolódik. Tulajdonképpen ez a tulajdonság az, amely a vivő-burkoló fázis csúszás mérését lehetővé teszi. Mindenre kiterjedő kalibráció nélkül ugyan csak  $\Delta\phi_{CE}$  megváltozásai követhetőek nyomon, viszont a frekvenciafésű offset frekvenciájának állandó értéken tartásához ez is elegendő információt szolgáltat.



**10. ábra:** A rezonáns ring kimenetén mérhető spektrum a bemenő impulzussorozat különböző CEP csúszásai mellett.

### 5.3 A nyalábosztók reflexiójának hatása

Amint tudjuk, a nagyobb reflexiójú nyalábosztók élesebb csúcsokat eredményeznek egy Fabry-Perot interferométer transzmissziós görbében. Egy rezonáns ring esetén hasonló a helyzet, mert ilyenkor több kört tesz meg a fény mielőtt intenzitása elhanyagolhatóvá válna. A különbség mindössze annyi, hogy oda - vissza vagy pedig körbe - körbe halad - e a fény, ami a kimeneten interferál.



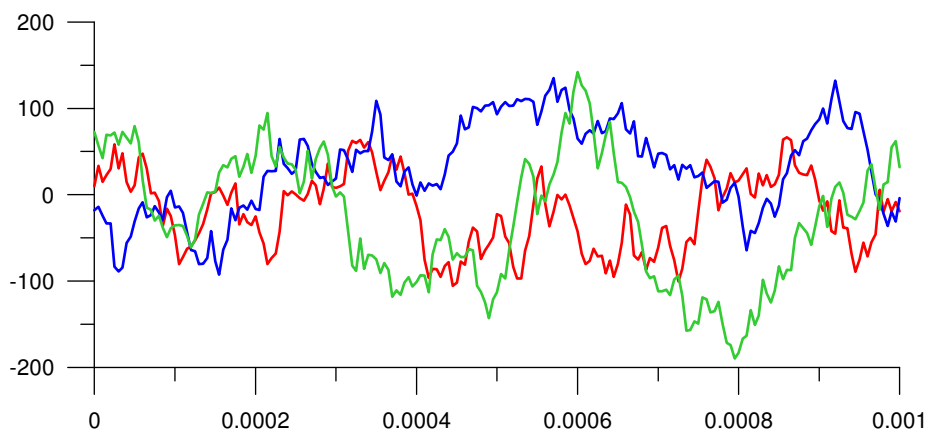
**11. ábra:** Azonos reflexiójú nyalábosztók feltételezésével készült szimulációk különböző reflexiós értékek mellett.

A 11. ábrán látható szimulációkban a ringet 50  $\mu\text{m}$ -rel hangoltam el. Amint az a Fabry-Perot interferométer transzmissziós függvényének irodalmi ábrázolásaiból belátható, a nagyobb reflexiójú nyalábosztók mélyebb völgyeket és élesebb csúcsokat eredményeznek a kimenő spektrumban. Ennek az oka, hogy a frekvenciafésű vonalainak intenzitása kis

hullámhossztartományban (az általában Gauss -szerű bemenő spektrum miatt) közel azonos, így a kijövő spektrum alakjában hasonlítani fog a transzmissziós görbére, csak a változások nagyobb hullámhossz-tartományokon történnek.

#### 5.4 A ring mechanikai rezgéseinek modellezése

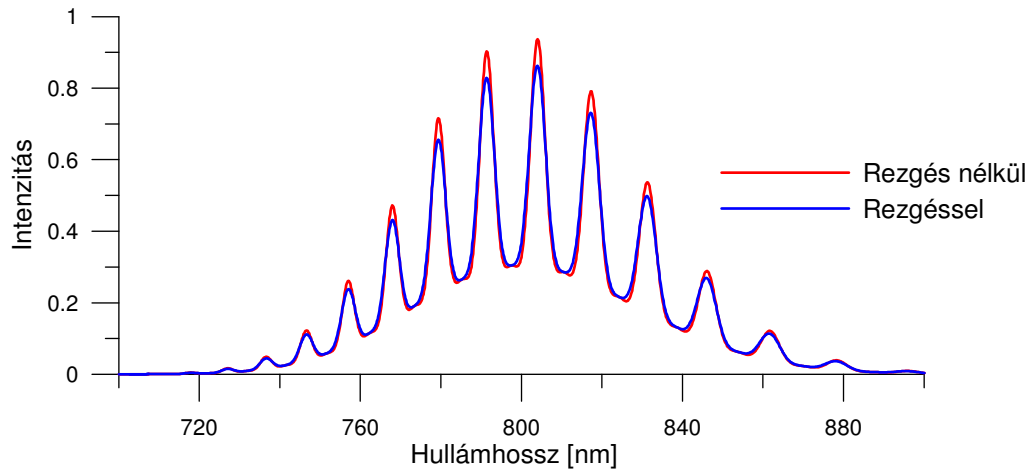
A ring hosszához egy körülbelül 100 nanométernyi amplitúdójú rezgést adok hozzá, amelyet sok szinuszból állítok elő. A komponensek kezdőfázisait, frekvenciáit, amplitúdóit a numerikus szimuláció minden egyes lefutásakor véletlenszerűen generálok bizonyos határok között. Azért nem egy kicsiny véletlenszámot adok hozzá, mert az egy véletlenszerű fehér zajnak felel meg, tehát több MHz-es komponenseket is tartalmazna. Ez nem feltétlenül lenne valóságos, hiszen ekkora erők egyszerűen „nincsenek benne” a rendszerben. (Például egy szokásos, 1 hüvelyk átmérőjű lézertükör tömege – a hordozó üveg anyagától függően – körülbelül 7 gramm, hogy ez 1 MHz frekvenciával és például 20 nm amplitúdóval rezgjen, ahhoz óriási,  $790 \text{ km/s}^2$  gyorsulás, illetve  $5,5 \cdot 10^3$  Newton erőhatás lenne szükséges.) A modellezésben a fentiek alapján alkotott véletlenszerűen generált mechanikai rezgésekre mutat példákat a 12. ábra.



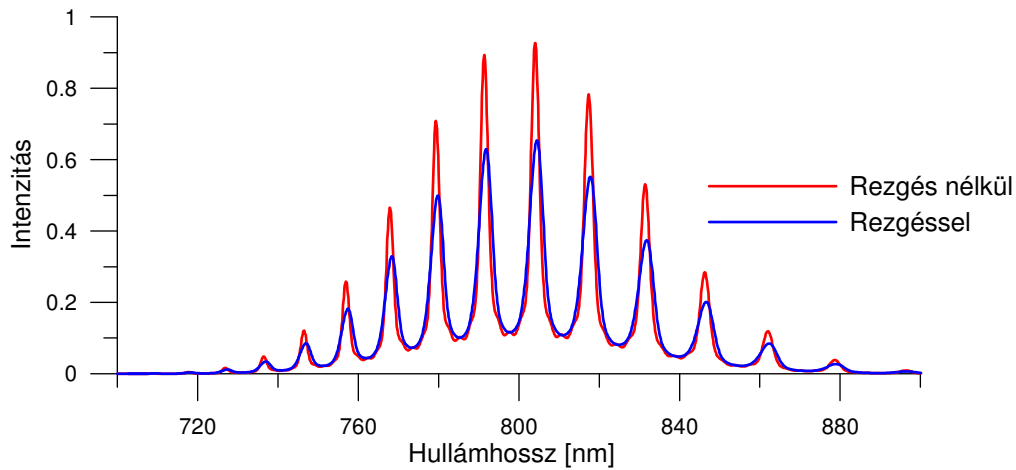
**12. ábra:** Példák a véletlenszerűen generált rezgések időbeli alakjára. A három görbe más-más szinuszos komponensek eredőjeként állt elő, ám ezek kezdőfázisait, frekvenciáit, amplitúdóit ugyanazon határok között választottam meg véletlenszerűen.

A rezgések hatása akkor jelentkezik igazán, ha a transzmissziós ring kimenetére tett spektrográf expozíciós ideje összemérhető a rezgések periódusidejével, ennek modellezésére több, különböző időben fellépő spektrumot átlagoltam. A valóság egzakt szimulációja túl számításigényes lenne az impulzusok ismétlődési periódusának és az expozíciós időnek a nagyságrendi eltérései miatt – hiszen ekkor egy szokásos 1 ms - os expozíciós időhöz 72000 fényimpulzus egymás utáni áthaladását kellene szimulálni. Viszont mivel a szimulált, és a valóságban előfordulni képes rezgések frekvenciája sokkal kisebb az ismétlési frekvenciánál,

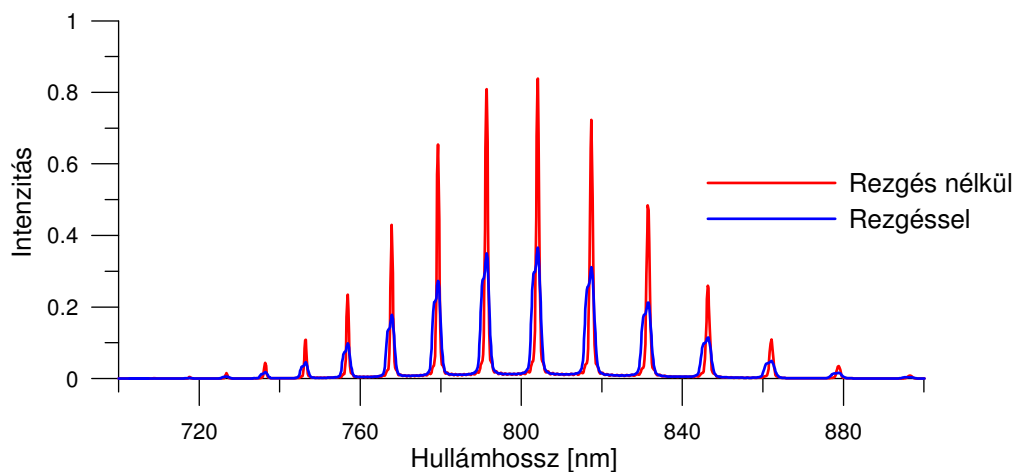
elegendő a legnagyobb frekvenciájú lehetséges rezgéshez és a mintavételi tételhez igazodni. Például 100 kHz-es maximális frekvencia esetén 5  $\mu$ s-onként elegendő felvenni a spektrumot.



**13. ábra:** Rezgés hatása 30%-os nyalábosztók alkalmazása esetén



**14. ábra:** Rezgés hatása 50%-os nyalábosztók alkalmazása esetén



**15. ábra:** Rezgés hatása 80%-os nyalábosztók alkalmazása esetén

A modellezés eredményét a 10-12 ábrák mutatják. A várakozásokkal összhangban látható, hogy a hosszú expozíciós idő és a rezgések a transzmisszió leromlását okozzák,

vagyis csak akkor lehet pontosan mérni, ha a rezgéseket csökkentjük. A jelenség sokkal szembetűnőbb a nagy reflexiójú nyalábosztóknál, így ezeket a kísérleti megvalósításban felhasználva nem nyerhetünk élesebb spektrális csúcsokat a kimenő fényben, sőt, a kevesebb kijövő fényintenzitás miatt nehezebb beállítani az elrendezést. Továbbá nem csak a rezgéseknek, hanem a légmozgásnak is hasonló hatása van a kísérlet kimenetelére, ezt a kísérleti megvalósítás közben tapasztaltam is.

### 5.5 A rezonáns ringben lévő optikai elemek és a levegő diszperziójának hatása

Az eddigi elméleti számítások során a rezonáns ringen belül diszperziómentes terjedést tételeztünk fel. Ugyanakkor a ringen belül a levegőnek bizonyosan nem elhanyagolható mértékű diszperziója van. (Az előbbi numerikus szimulációk is már a végleges programmal készültek, mely tartalmazza a levegő diszperzióját.) Ennek figyelembe vételéhez a levegő törésmutatóját az

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \left[ \frac{p \cdot T_0}{T \cdot p_0} \cdot \left( \frac{B_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} \right) \right]} \quad (11)$$

egyenletből számoltam ki, ahol a megfelelő együtthatókat Börzsönyi és tsai által mért adatokból [14] vettem.

A kör vákuumbeli hosszának megválasztása el fog térni az eddigiektől, mivel a levegőben a fény csoportsebessége valamivel kisebb a vákuumbeli terjedés sebességénél. A kör hosszát így a levegő 800 nm -re vonatkozó csoporttörésmutatójával korrigálom, azaz

$$L = \left( \frac{c}{f_r} + \Delta L \right) \cdot \frac{1}{n_{csoport}(800nm)} \quad (12)$$

Ezután a transzmisszió képletében a vákuumbéli körüljárási utat felváltja az adott (vákuumbeli) hullámhosszra érvényes optikai úthossz, azaz  $L_i = L_{vákuum} \cdot n(\lambda_i)$  minden egyes kiértékelt hullámhosszon. Tehát a levegőt és egyéb adott diszperziót figyelembe vevő képlet

$$T(\omega) = \left[ \left( \sqrt{T_1 \cdot T_2} \right) \cdot \sum_{a=0}^N \left( \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^a \cdot \cos \left( \text{mod} \left( \frac{a \cdot L_i \cdot \omega_i}{c} + (a \cdot \phi_i) - (a \cdot \Delta \phi_{CE}), 2\pi \right) \right) \right]^2 \quad (13)$$

Ezután vizsgáljuk meg az egyes diszperzió-fajták hatását:

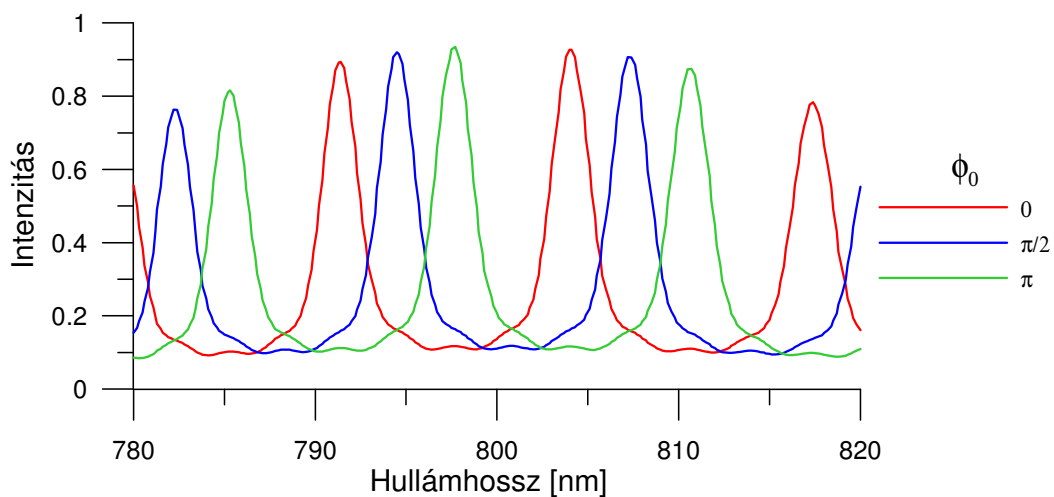
#### Nulladrendű diszperzió:

A transzmisszióra vonatkozó képlet alapján belátható, hogy a rezonáns ringben lévő nulladrendű diszperzió hatása az, hogy az  $n$  kört megtett fényimpulzus kezdőfázisát  $n \cdot \Phi_0$

értékkel megváltoztatja (lásd 2. egyenlet). A kimeneten interferál az egyenesen áthaladó fény a több kört megtett fényimpulzusokkal.  $\Delta\phi_{CE}$  nullától különböző értéke esetén a kimeneten az egyes interferáló fényimpulzusok fázisai:

- Az egyenesen áthaladt: nulla, mivel ehhez viszonyítok
- Az egy kört megtett fény:  $1*\Phi_0$ -t hozzáadott a nulladrendű diszperzió, de mivel ez az impulzus az egyel korábban érkezett fényimpulzus még megmaradt része, ezért kezdőfázisa  $\Delta\phi_{CE}$ -vel kevesebb.
- Hasonló jelenthető ki a több kört megtett fényről is:  $n*\Phi_0$  a diszperzió miatt és  $-n*\Delta\phi_{CE}$  azért, mert  $n$  periódusidővel korábban érkezett a rezonáns ring bemenetére.

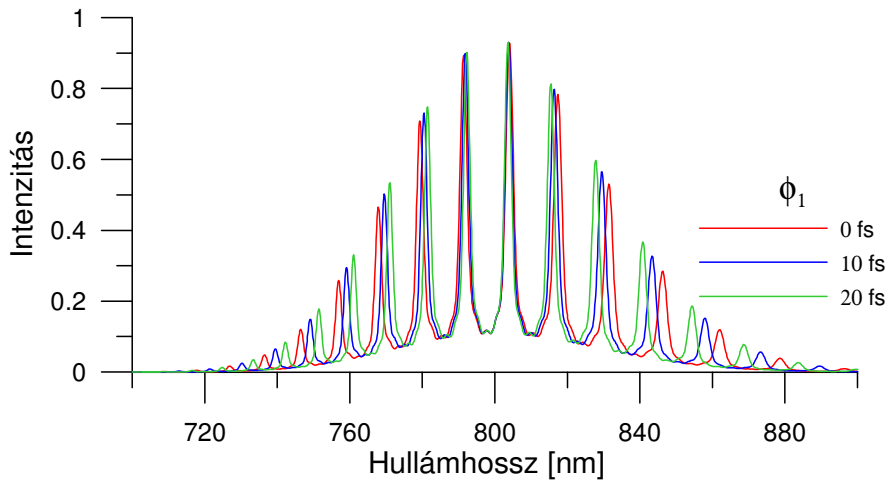
Ebből következik, hogy a rezonáns körbeli tisztán nulladrendű diszperzió által okozott fázistolás tulajdonképpen a vivő-burkoló fázis csúszásához adódik hozzá.



**16. ábra:**  $\pi/2$  (kék) és  $\pi$  (zöld) nagyságú nulladrendű diszperzió hatása

### Elsőrendű diszperzió

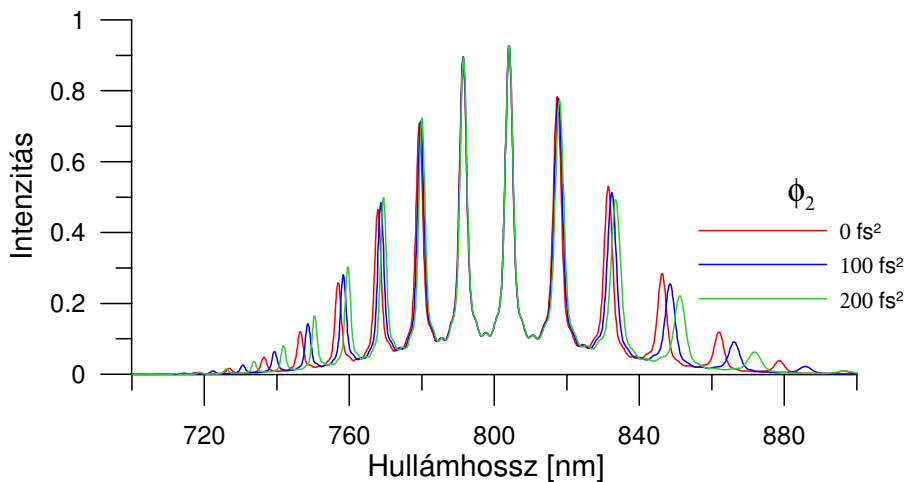
Az elsőrendű diszperzió hatására a fény  $f$  frekvenciájú komponensének fázisa a központi frekvenciától való távolsággal arányosan változik meg. Ha a rezonáns ring  $\Delta L$  elhangolását változtatjuk meg, szintén egy, a frekvenciával egyenesen arányos fázistolást kaphatunk, tehát ebben az esetben is hasonló a két paraméter hatása a kísérlet kimenetelére (17. ábra). Ez nem meglepő annak a fényében, hogy a vivő-burkoló fázis eredete a fázis - illetve csoportsebességek különbségére vezethető vissza, ahogy azt a dolgozat első fejezetében említettem. Az elsőrendű diszperzió, azaz a csoportkésés pedig egyértelmű kapcsolatban van a csoportsebességgel.



17. ábra: Különböző nagyságú elsőrendű diszperzió hatása.

### Másodrendű diszperzió:

A központi frekvenciától távolodva ilyenkor a csoportképletetés önmaga is frekvenciafüggő lesz, így várható, hogy a spektrális csíkok is egyenetlenül fognak elhelyezkedni. Az elvégzett szimuláción (18 ábra) jól látható, hogy a kiadott spektrum modulációja egyenetlen lesz, melynek mértéke függ a rezonáns ring elhangolásától.

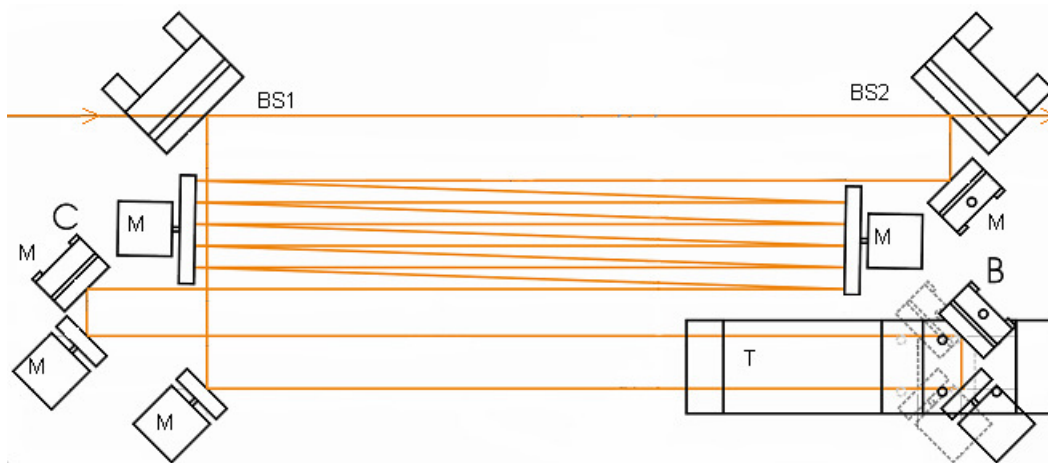


18. ábra: Másodrendű diszperzió hatása  $\Delta L = +50 \mu\text{m}$  esetén



## 6. Kísérleti megvalósítás

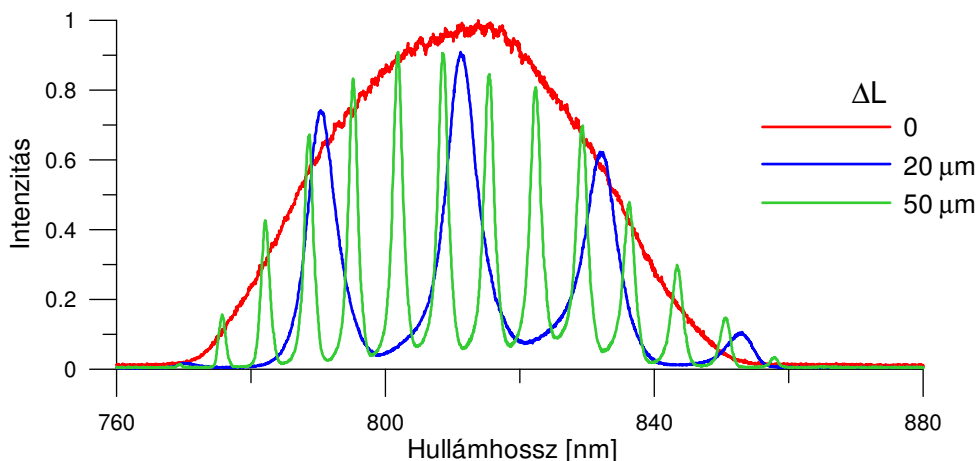
A mérési elv demonstrálására egy kísérletet végeztem el a TeWaTi lézerrendszer oszcillátorának (lásd 4.3) felhasználásával. Az impulzussorozat ismétlési frekvenciájának megfelelő, több mint négy méter hosszúságú fénypontot nem célszerű egyszerűen az optikai asztal négy távoli pontjára helyezett tükrökkel megoldani, hiszen mechanikailag nem lenne elég stabil, akár több hullámhossznyi amplitúdójú rezgéseket is végezne, ráadásul a levegő fluktuációja is igen jelentős lenne. Tehát a fénypontot „össze kell hajtogatni”, ezt a kompakt elrendezést egy vastag alumínium lemezen megépíteni és a mérés során lefedni. A megépített rezonáns kör optikai tervrajzát mutatja a 19. ábra. A nyalábosztókat BS1=50% illetve BS2=80% reflexiójúnak választottam, míg a többi optikai elem 720 nm - 890 nm közötti tartományon nagy reflexiójú dielektrikum tükör volt. A rezonáns kör kimenetén (BS2 mögött) megjelenő fénypontokat egy Ocean Optics HR4000 spektrográf bemenő részére vezettem, melynek mérési tartománya 710-895 nm, feloldóképessége 0,05 nm / pixel.



19. ábra: A kísérleti elrendezés ( BS: nyalábosztók, M: tükrök, T:eltoló )

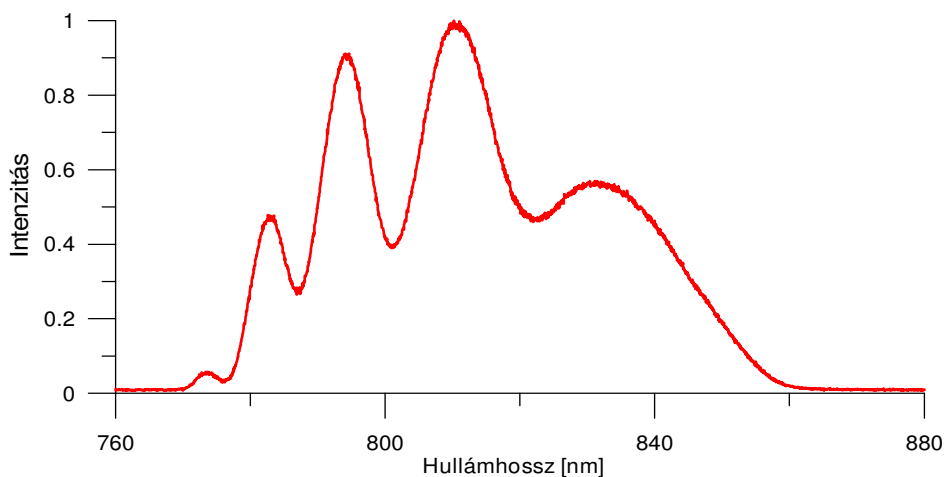
### A kör elhangolásának hatása

Először beállítottam az eltolóval a (jó közelítéssel) rezonáns esetet, majd az elhangolás mértékének növelésével vettem fel több spektrumot (20. ábra). Belátható, hogy a spektrum modulációja arányos az elhangolás mértékével, amint az 5.1 alapján várható. Jóllehet az egyik osztó 80% -os volt, a kísérlet eredménye a két 50% -os nyalábosztóval készült szimulációkra jobban hasonlít, mivel a valóságban a lézersugár Gauss-nyalábként viselkedik, mely folyamatosan tágul, így ez körönként intenzitáscsökkenést, azaz többlet veszteséget okoz.



**20. ábra:** A pontos beállítás mellett, illetve 20 és 50  $\mu\text{m}$  elhangolás mellett felvett spektrumok.

### A rezonáns körben lévő másodrendű diszperzió hatása



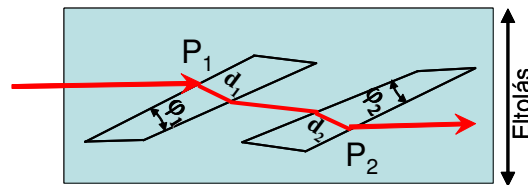
**21. ábra:** Elhangolt rezonáns körrel, 2 cm üveg behelyezése mellett felvett spektrum. Látható a másodrendű diszperzió hatása, a spektrális csíkok egyenetlen elhelyezkedése.

### A vivő-burkoló fázis csúszás változtatásának hatása

Az eljárás lényegi részének, azaz a spektrális transzmisszió vivő-burkoló fázis csúszástól való függésének bemutatása két módon történhet. Az egyik, a direkt módszer lehet egy független CEP csúszás mérő eszköz, például egy f-to-2f interferométer és a transzmissziós körünk által mért értékek összevetése. Mivel ilyen jelenleg nem állt rendelkezésünkre, így ezt a kísérletet a TeWaTi külföldi partnerei egyikének bevonásával, várhatóan 2009 első negyedében végezzük majd el

A másik módszer az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén kifejlesztett új elrendezés alkalmazásával történhet [15]. Ez az elrendezés két, különböző üvegből álló optikai éken alapul, mely segítségével a hordozó-burkoló fázis (CEP) izokronikus hangolása valósítható meg (22. ábra). Azaz, az ékpár együttes elmozdítása során a CEP hangolódik,

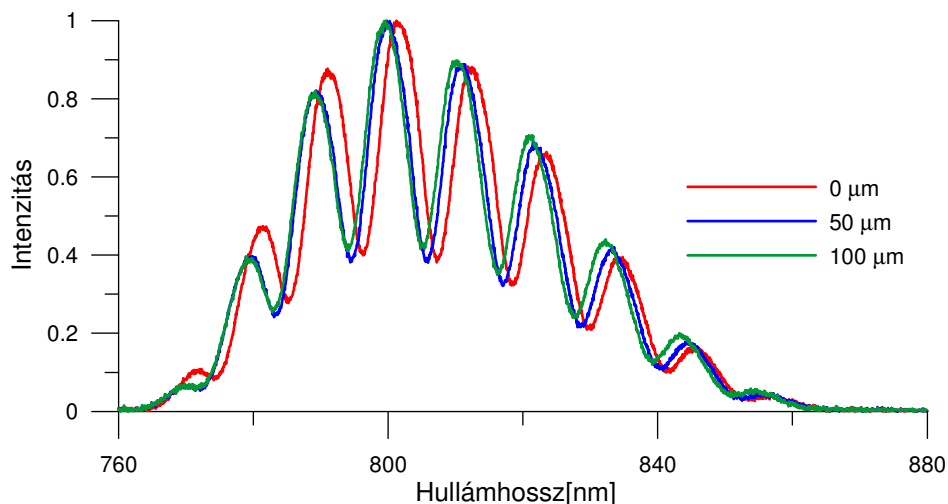
miközben a rajta áthaladó lézertimpulzusok csoportképletetése és csoportképletetési-diszperziója jó közelítéssel változatlanul marad. A kereskedelmileg hozzáférhető optikai anyagok optimális kombinációját és a belőlük gyártandó ékek szögeit modell-számításokkal határozták meg. A egyik ék N-BK10 típusú üvegből készült, szöge  $2.12^\circ$ , míg a másik anyaga N-PK51, és  $2.0^\circ$ -os.



22. ábra: Az izokronikus CEP-hangoló ékpár [15].

Ezt az ékpárt a 19. ábrán mutatott rezonáns körbe, BS1 és BS2 közötti szakaszra építettem be. Ekkor a vivő-burkoló fázis minden egyes kör megtételével a – az eltolás mértékével állítható módon – változik meg, azaz végső soron pontosan ugyanolyan hatással lesz a transzmissziós ring kimenetelén mérhető spektrumra, mintha a bejövő impulzussorozat CEP-csúszását állítanánk.

A mérés során tehát az épár különböző eltoló-állásainál vettem fel a transzmissziós ring spektrumait (23. ábra). Jóllehet a mérési eredmények pontos kiértékelése még folyamatban van, ám az már most is jól látszik, hogy az elhangolt rezonáns kör transzmittált spektrumában lévő csúcsok helyzete egyértelműen függ az ékpár helyzetétől, azaz a CEP drift-től



23. ábra: A rezonáns ring spektrális transzmissziója az izokronikus ékpár különböző eltoló állásai (azaz különböző CEP csúszások) mellett.

## 7. Összefoglalás

Dolgozatomban egy új vivő-burkoló fázis csúszás mérési eljárást vizsgáltam meg, mely csak lineáris optikai folyamatokon alapul. Ez a módszer alkalmas kis sávszélességű, kis intenzitású lézerimpulzus sorozatok frekvencia-fésűje abszolút helyének, illetve a megfelelő összefüggéseknek köszönhetően a hordozó-burkoló fázis csúszásnak a meghatározására.

Nevezetesen, a lézerimpulzusok ismétlési frekvenciájával rezonáns transzmissziós kör kimenetét egy spektrográffal vizsgáljuk. Egy ilyen rendszer alkalmazása esetén...

- ... bebizonyítottam, hogy a spektrális transzmisszió szempontjából a rezonáns fényvisszacsatoló kör megfelel egy nagy bázistávolságú Fabry-Perot interferométernek. Ekkor a transzmissziós spektrum vonalai éppen a lézeroszcillátor ismétlési frekvenciájának megfelelő sűrűséggel helyezkednek el. Ekkor a vivő-burkoló fázis csúszástól egyértelműen függ az átengedett spektrális tartomány transzmissziója.
- ... amennyiben a rezonáns kört néhány tíz  $\mu\text{m}$ -rel elhangoljuk, a kimenetelen egy modulált spektrumot kapunk. Ilyen esetben az intenzitás modulációjának spektrális helye függ egyértelműen a vivő-burkoló fázis csúszásától.
- ... a valós kísérleti környezet hatásait numerikusan modelleztem. Ennek kapcsán figyelembe vettem a rezonáns ring elhangolását, a nyalábosztók megválasztását, a mechanikai rezgéseket, valamint a levegő illetve egyéb optikai elemek diszperziójának hatását.

Végül, de nem utolsósorban a mérési elv demonstrálására egy kísérletet végeztem el a TeWaTi lézerrendszer oszcillátorának felhasználásával. Ennek a kísérletnek az eredményei jó egyezést mutatnak a szimulációban kapott eredményekkel.

## **8. Köszönetnyilvánítás**

Köszönetemet fejezem ki Dr. Osvay Károlynak a gondos és figyelmes témavezetésért és szakmai útmutatásért, a TeWaTi labor munkatársainak a segítségért és a türelméért.

## 9. Irodalomjegyzék

- [1] Jun Ye, Steven T. Cundiff: *Femtosecond Optical Frequency Comb Technology* (Springer, 2005)
- [2] F. X. Kärtner, U. Morgner, T. Schibli, R. Ell, Hermann A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen, *Few-Cycle Pulses Directly from a Laser*, in *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, (Springer, 2004)
- [3] Theodor W. Hänsch, *Nobel lecture: Passion for precision*, *RevModPhys.***78**, (2006) 1297
- [4] John L. Hall, *Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies*, *RevModPhys.* **78**, (2006) 1279
- [5] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz, *Attosecond metrology* *Nature*, **414**, (2001) 509 - 513 .
- [6] T.Udem, R.Holzwarth, and T.W.Hänsch, *Optical Frequency Metrology*, *Nature* **416**, (2002) 233
- [7] J. Zhang, Z. H. Lu, L. J. Wang, *Precision measurement of the refractive index of carbon dioxide with a frequency comb*, *Opt. Lett.* **32**, (2007) 3212-3214
- [8] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller, *Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation*, *Appl. Phys. B* **69**, (1999) 327-332
- [9] T. Fuji. A. Apolonski. F.Krausz, *Self-stabilization of carrier- envelope offset phase by use of difference - frequency generation*, *Opt. Lett.* **29** (2004) 632-634
- [10] K. Osvay, M.Görbe, C. Grebing, G.Steinmeyer, *A bandwidth-independent linear method for detection of carrier-envelope offset phase*, *Opt. Lett.* **32** (2007) 3095 - 3097
- [11] A. Börzsönyi, A.P. Kovács, M. Görbe, K. Osvay, *Advances and limitations of phase dispersion measurement by spectrally and spatially resolved interferometry* *Opt. Commun.* **281** (2008) 3051-3061
- [12] M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer, K. Osvay, *A linear optical method for measuring the carrier - envelope offset frequency*, *Appl.Phys. B* (2008) submitted
- [13] K.Osvay, G.Kurdi, J.Hebling, Z.Bor, A.P.Kovács, R.Szipőcs, *Measurement of the group delay of laser mirrors by Fabry-Perot interferometer*, *Opt. Lett.* **20** (1995) 2339- 2341
- [14] A. Börzsönyi, Z. Heiner, M.P.Kalashnikov, A.P. Kovács, K. Osvay, *Dispersion measurement of inert gases and gas mixtures at 800 nm*, *Appl. Opt.* **47** (2008) 4856-4863
- [15] M. Görbe, K. Osvay, C. Grebing, and G. Steinmeyer, *Isochronic carrier-envelope phase-shift compensator*, *Opt. Lett.* **33** (2008) 2704-2706