

# Spektrálisan és térben bontott interferometria vizsgálata és alkalmazásai

PhD-értekezés

**BÖRZSÖNYI ÁDÁM**

Témavezető:

**DR. OSVAY KÁROLY**

egyetemi docens

Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék



Szegedi Tudományegyetem, Fizika Doktori Iskola

Szeged, 2012

## TARTALOMJEGYZÉK

I.	Bevezetés .....	1
II.	Tudományos előzmények .....	4
II.1.	Az ultrarövid lézerimpulzusok terjedése diszperzív közegben .....	6
II.1.a.	A törésmutató hullámhosszfüggése .....	6
II.1.b.	Impulzusterjedés lineárisan diszperzív közegben .....	8
II.1.c.	Széles spektrummal rendelkező nyalábok szögdiszperziója .....	13
II.1.d.	A nemlineáris törésmutató .....	15
II.2.	Ultrarövid impulzusok spektrális fázisának mérése .....	16
II.2.a.	Önreferenciás módszerek impulzusok karakterizálására .....	16
II.2.b.	Spektrálisan bontott interferometria .....	21
II.2.c.	Spektrálisan és térben bontott interferometria .....	23
II.3.	Impulzusterjedés fázismodulált impulzuserősítő rendszerekben .....	31
II.3.a.	<i>CPA</i> -rendszerek általános jellemzése .....	31
II.3.b.	Erősített impulzusok terjedése során fellépő nemlineáris jelenségek .....	33
II.3.c.	A kontraszt növelése keresztpolarizált hullámok keltésével .....	36
II.3.d.	A spektrális fázis szabályozása <i>AOPDF</i> segítségével .....	38
III.	Új tudományos eredmények .....	41
III.1.	Az <i>SSRI</i> -eljárás pontossága és korlátai .....	41
III.1.a.	Fázisfelület-térképezésen alapuló kiértékelési eljárás .....	42
III.1.b.	Digitalizálási és számábrázolási hiba .....	45
III.1.c.	A detektor zajának hatása a kiértékelés pontosságára .....	45
III.1.d.	Az interferogramok láthatósága .....	45
III.1.e.	A térbeli moduláció sűrűségének optimalizálása .....	47
III.1.f.	A fényforrás sáv szélessége .....	48

III.1.g. Hullámhossz-kalibrációból adódó pontatlanságok .....	49
III.1.h. Gauss-nyalábok görbült fázisfrontjának hatása .....	50
III.1.i. Optikai zajok és intenzitás egyenetlenségek.....	51
III.1.j. A Fourier-módszer összehasonlítása a koszinuszillesztéssel.....	52
III.1.k. Diskusszió .....	54
III.2. Gázok és keverékek diszperziójának vizsgálata a nyomás függvényében .....	55
III.2.a. Laborbeli levegő diszperziójának mérése .....	55
III.2.b. A diszperzió mérése vákuumcsövekben .....	58
III.2.c. Gázkeverékek fajlagos fázisderiváltjai .....	62
III.2.d. Néhány gáz új Sellmeier-együtthatói.....	66
III.3. Gázok nemlineáris törésmutatójának mérése.....	67
III.3.a. Előzetes modellszámítások .....	69
III.3.b. A kísérleti összeállítás megvalósítása.....	70
III.3.c. A nemlineáris törésmutatókra kapott eredmények.....	72
III.4. Hordozó-burkoló fázis megmaradása az <i>XPW</i> -folyamatban .....	73
III.4.a. Kísérleti összeállítás.....	74
III.4.b. Az interferenciamintázat láthatóságának időbeli vizsgálata .....	75
III.4.c. Az <i>XPW</i> -nyaláb <i>CEP</i> -hangolása ékek segítségével.....	78
III.5. Akusztóoptikai szűrő diszperziós tulajdonságainak vizsgálata .....	81
III.5.a. Modellszámítások eredménye.....	81
III.5.b. A kísérletek felépítése.....	82
III.5.c. Fázisderiváltak beállítási pontosságának mérése.....	84
III.5.d. Az <i>AOPDF</i> hatása a különböző nyalábok szögdiszperziójára.....	85
IV. Összefoglalás .....	89
V. Summary.....	91
V.1. Introduction.....	91
V.2. Preliminaries and objectives .....	92
V.3. Methods of investigation.....	94
V.4. New scientific results .....	96
VI. Köszönetnyilvánítás.....	98
VII. Gyakran használt rövidítések jegyzéke.....	100
VIII. Hivatkozások.....	101

## I. BEVEZETÉS

Az emberi szemmel már nem követhető természeti jelenségek megfigyeléséhez elengedhetetlen egy gyors felvillanás, amely rövidebb ideig tart, mint a vizsgálandó esemény. Az első mérföldkövet a gyors mozgások fotózásában Edward Muybridge híres galoppozó lovat ábrázoló fotói jelentették 1878-ban. Alig több mint 100 év elteltével az ultrarövid impulzusok megjelenése számtalan új jelenség felfedezéséhez vezetett. A napjainkban előállítható legrövidebb lézerimpulzusok már az attoszekundumos ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) tartományba esnek, és már alkalmasak az atomokban és molekulákban lezajló folyamatok közvetlen vizsgálatára [1].

Minél rövidebb azonban egy impulzus, annál jelentősebbé válik az anyagbeli terjedése során tapasztalható időbeli hosszabbodásának mértéke. Egy impulzust ugyanis a legáltalánosabb esetben több eltérő frekvenciájú hullám szuperpozíciójaként állíthatunk elő, melyek fázisát egymáshoz képest rögzítjük. Ebben az esetben lesznek olyan helyek, ahol az összes összetevő erősíti egymást: itt jelenik meg az elektromos tér burkolójának csúcsa. Minél rövidebb impulzusidőt szeretnénk elérni, a nyálábnak annál több spektrális komponenst kell tartalmaznia. Az impulzusidő növekedését a diszperzió jelensége okozza: az anyagokban a monokromatikus hullámok fázisának terjedési sebessége függ a hullámhossztól. Ha a spektrális összetevők különböző sebességgel haladnak, a gyorsabb komponensek a burkoló csúcsához képest előresietnek, míg a lassabbak lemaradnak: ez vezet az impulzus időbeli kiszélesedéshez. Ezzel egy időben a csúcsteljesítmény is csökken, hiszen a komponensek fázisa egymáshoz képest elcsúszik, azaz már nem maximálisan erősítik egymást. Ezáltal az ultrarövid impulzusokat alkalmazó kísérletek, illetve az impulzuserősítő rendszerek tervezése során elkerülhetetlen a diszperzió precíz figyelembevétele.

A napjainkban alkalmazott ultrarövid impulzusok előállítása lézerek segítségével történik, melyek története 1960-ra nyúlik vissza. Az első működő lézer bemutatásával Theodore Maiman új fejezetet nyitott az optika történetében [2], mely nemcsak a fizika más területeire volt hatással, de az orvostudományban, biológiában, telekommunikációban, haditechnikában, ipari alkalmazásokban és számos más területen is áttörő újításokat eredményezett. Mivel a lézer az akkoriban használt fényforrásokhoz képest számtalan addig nem tapasztalt új tulajdonsággal rendelkezett, használata hirtelen rengeteg probléma megoldására tűnt kézenfekvőnek. Az első néhány év leforgása alatt a lézerek robbanásszerű fejlődésen mentek keresztül. Hamar kiderült, hogy rendkívül sok anyag alkalmas a lézerműködés alapjául szolgáló kényszerített emisszió létrehozására. Az 1980-as évekre egyre elterjedtebbé váltak a széles gerjesztési spektrummal rendelkező festéklézerek, melyek segítségével már jóval 1 ps alatti impulzushosszat értek el [3, 4]. A rövid impulzusok előállításának szempontjából áttörést azonban a titánnal szennyezett zafirkristályok ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ) alkalmazása jelentette [5]. 1991-ben W. E. Lamb már jóval korábban javasolt módszerével, a módusszinkronizálással [6] sikerült titán-zafir kristállyal néhány tucat femtoszekundum ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) hosszúságú lézerimpulzusokat létrehozni [7]. Az impulzusidő rövideége ekkor lépte át azt a határt, amikor a molekuladinamikai jelenségek már megfigyelhetők; de egyúttal az anyagi diszperzió hatása is számottevővé válik: néhány mm-nyi üvegen áthaladva többszörösére nőhet az impulzusok hossza.

Az impulzusok időbeli nyújtásának vannak azonban előnyei is. Az egyre nagyobb intenzitásokat célzó fejlesztések korán elérték azt a szintet, ahol az optikai elemek, különösen az erősítőközeg(ek) már roncsolódást szenvednek, valamint a nyalábprofil kontrollálatlan módon torzul, holott az erősítés folyamata még messze van a telítődéstől. Ennek áthidalására jelentett forradalmi újítást a fázismodulált impulzuserősítés [8], melynek lényege, hogy az impulzusok hosszát sokszorosára nyújtják, ezáltal csúcsintenzitása a töredékére csökken. A nyújtott impulzus erősítését már optikai roncsolódás nélkül végre lehet hajtani, majd a végső lépésben az impulzusösszenyomó rendszerrel minimális hosszúra kompresszálják vissza.

A fázismodulált impulzuserősítő rendszerek tervezésénél és diagnosztikájánál különösen hangsúlyos szerepet kap az impulzusok fázisának és a nyaláb szögdiszperziójának mérése. Míg előbbi a különböző spektrális komponensek terjedési sebességét jellemzi, utóbbi a terjedési irányaik hullámhosszfüggését írja le. Mindkét mennyiség megváltozása – némiképp különböző módon – az impulzus időbeli hosszának a terjedés során bekövetkező

módosulását vonja maga után. Ezen mennyiségek mérésére az egyik leghatékonyabb módszer a *spektrálisan és térben bontott interferometria*.

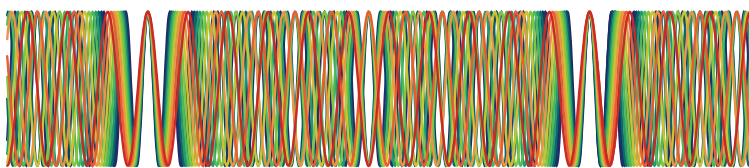
Jelen értekezés témája a spektrálisan és térben bontott interferometria vizsgálata és mérési pontosságának fejlesztése. Azokat az alapvető fogalmakat, eljárásokat és eszközöket, valamint tudományos előzményeket, amelyek az eredmények tárgyalása során előkerülnek, a dolgozat első részében tekintem át. Részletesen tárgyalom az ultrarövid impulzusok diszperzív közegben történő terjedését és az ezzel együtt járó spektrális, időbeli jellemzők, illetve a szögdiszperzió alakulását; valamint kitérek a nemlineáris törésmutató hatására is. Ezt követően összefoglalom az ultrarövid impulzusok spektrális fázisának diagnosztikájára és szabályozására kifejlesztett legfontosabb módszereket. A dolgozat második felében rátérek az új tudományos eredmények ismertetésére. Az érintett kutatási témákat a spektrálisan és térben bontott interferometria köti össze, így ennek részletes hibaanalízise után néhány kísérleti alkalmazását mutatom be, úgymint a gázok lineáris és nemlineáris törésmutatójának vizsgálatát, a hordozó-burkoló fázis mérését az úgynevezett keresztpolarizációs hullámok keltése során, valamint az impulzusok időbeli tulajdonságainak módosítására gyakran használt programozható akusztó-optikai diszperziós szűrő által okozott nyalábtorzulások elemzését.

A dolgozatban ismertetett kísérleteket a *Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének TeWaTi* lézerlaboratóriumában, valamint a berlini *Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie* és a párizsi *École Polytechnique Laboratoire d'Optique Appliquée* kutatóintézetek laboratóriumaiban végeztem el.

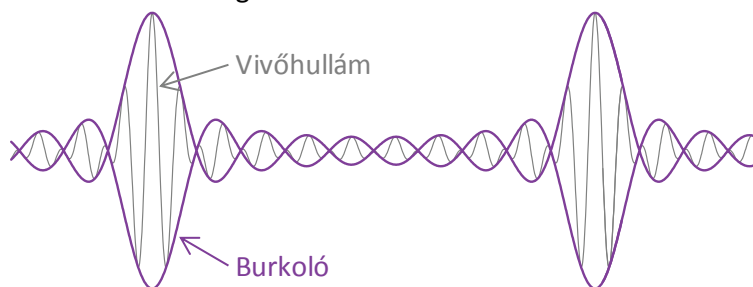
## II. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

Egy impulzussorozat matematikailag frekvenciában alig eltérő, egymáshoz képest rögzített fázisú monokromatikus hullámok összegeként állítható elő, ami tulajdonképpen a lebegés jelenségének általánosítása több hullám esetére. Hasonlóképpen, mint a lebegésnél, itt is elkülöníthetünk egy vivőhullámot, melynek frekvenciája a komponensek frekvenciájának átlaga, valamint egy burkolót, melyen belül a vivőhullám térerősségének értéke a pillanatnyi fázis függvényében változhat. A burkoló lefutása legtöbb esetben a vivőhullámhoz képest lassan változik, ahogyan a II.1. ábrán látható. Minél több rögzített fázisú hullámhossz-komponenst adunk össze, a burkoló egyre inkább impulzusjellegűt vesz fel, azaz egy kitüntetett helyen – ahol a hullámok fázisa megegyezik – az egyes hullámok erősítik egymást, amplitúdóik összeadódnak, míg minden más helyen kioltást tapasztalunk.

Egymáshoz képest rögzített fázisú hullámok:

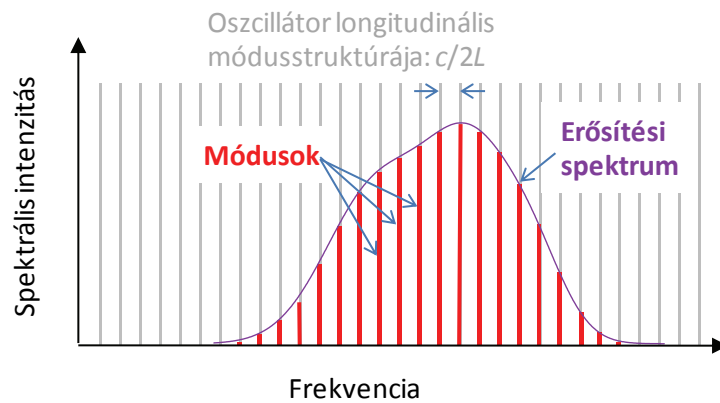


A hullámok összege:



II.1. ábra. A módusok szinkronizálásának elvi megvalósítása.

Az impulzusok ilyen jellegű gyakorlati megvalósítását módusszinkronizálásnak nevezzük; ezt a technológiát használjuk ultrarövid lézerpulzusok keltésére is. Széles emissziós spektruma miatt a Ti:zafír ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ) kristály bizonyult erre az egyik legalkalmasabb anyagnak, mellyel az elérhető legrövidebb impulzus hossza 4 fs [9].



II.2. ábra Az ultrarövid impulzusok spektrumának módusszerkezete.

Egy  $L$  hosszúságú oszcillátorban keletkező,  $c$  sebességgel terjedő állóhullámok, más néven longitudinális módusok összegeként jönnek létre impulzusok, melyek diszkrét frekvenciaértéket vesznek fel egymástól  $c/2L$  távolságra az erősítési spektrum burkolója alatt. A burkoló szélességét az erősítőközeg azon tulajdonsága határozza meg, hogy milyen széles spektrális tartományon képes indukált emisszióra. A II.2. ábra szemlélteti egy impulzussorozat spektrumának strukturáját. A módusok sűrűsége általános esetben elég nagy ahhoz, hogy a spektrumot legtöbb esetben gyakorlatilag folytonosnak tekinthetjük. Az impulzus hossza akkor minimális, ha a módusok fázisa, illetve folytonos esetben az úgynevezett spektrális fázis pillanatnyi értéke azonos minden hullámhossz esetén. Ez egy idealizált állapot, melynek sem előidézése, sem fenntartása nem egyszerű feladat, ugyanis diszperzív közegben az egyes módusok eltérő terjedési sebességgel rendelkeznek.

Ebben a fejezetben először arról esik szó, hogy az impulzusok terjedése hogyan tárgyalható változó spektrális fázis esetén. Áttekintem a diszperziót leíró modelleket, majd az impulzusok lineáris, illetve nemlineáris terjedését vizsgálom diszperzív közegben. Az elméleti alapok áttekintése után a spektrális fázis mérésére alkalmas módszerek leírása kerül sorra. Végül bemutatom azokat az eszközöket és eljárásokat, melyeket a fázismodulált impulzuserősítő rendszerekben az impulzusok spektrális fázisának, illetve ezen keresztül azok időbeli alakjának alakítására használnak.



## II.1. Az ultrarövid lézerimpulzusok terjedése diszperzív közegben

Az ultrarövid impulzusok közegbeli terjedésének leírását a Maxwell-egyenletekből levezethető hullámegyenlet megoldásaként tárgyalhatjuk, az elektromos térerősség időbeli alakjának megadásával. A lineáris rendszerek elmélete azonban sok esetben megkönnyíti a terjedés során lezajló folyamatok megértését és egyszerű matematikai alakba öntését. A spektrális és időbeli formalizmus között a Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot. Az impulzusterjedés folyamatának részletezése előtt tekintsük át az egyes spektrális komponensek terjedési sebességét meghatározó törésmutató hullámhosszfüggését.

### II.1.a. A törésmutató hullámhosszfüggése

Az anyagok elektronszerkezetükből adódóan rendelkeznek azzal a tulajdonsággal, hogy bizonyos frekvenciával rendelkező fotonokat abszorbeálnak, valamint megváltoztatják a fény közegbeli terjedési sebességét. A monokromatikus fényhullám adott közegbeli terjedési sebességének vákuumbeli terjedési sebességéhez viszonyított arányát az  $n$  törésmutatóval jellemezzük, amely a Maxwell-egyenletek anyagbeli terjedésre vonatkozó megoldásából

$$n = \sqrt{1 + \chi} \quad (\text{II.1})$$

alapján számolható, ahol  $\chi$  az anyag elektromos szuszceptibilitása. A törésmutató frekvenciafüggő viselkedésének legegyszerűbb leírását molekuláris gázok esetére a Lorentz-féle oszcillátormodell adja meg, mely a problémát egy csillapított kényszerregésként kezeli. Az oszcillátort gerjesztő  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t)$  elektromágneses tér hatására az anyagban  $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$  nagyságú polarizációvektor lép fel. A  $\sigma$  csillapítási együtthatóval és  $\omega_0$  sajátfrekvenciával rendelkező oszcillátor a

$$\frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} + \sigma \frac{d\mathbf{P}}{dt} + \omega_0^2 \mathbf{P} = \frac{Nq^2}{m} \mathbf{E} \quad (\text{II.2})$$

differentiálegyenlettel írható le, ahol  $N$  az  $m$  tömeggel rendelkező molekulák száma egységnyi térfogatban,  $q$  pedig az elektron töltése. Ennek a frekvenciafüggő  $\chi$ -re kiszámolható megoldását a (II.1) összefüggésbe behelyettesítve a törésmutató frekvenciafüggése az

$$\tilde{n}^2(\omega) = 1 + \frac{Nq^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\sigma\omega} \quad (\text{II.3})$$

alakba írható. Az így kapott komplex törésmutató valós része a tényleges törésmutató értékét adja meg, míg a képzetes rész az abszorpciót írja le. A továbbiakban csak olyan eseteket

tárgyak, ahol az abszorpció elhanyagolható. Ezeken a hullámhosszakon számos közelítő formula használata terjedt el, melyek közül a leggyakrabban a Cauchy- és a Sellmeier-típusú formalizmus szerint adják meg egy kérdéses anyag törésmutatóját. A Cauchy-formalizmus a törésmutató egyszerű  $\omega^2$  szerinti Taylor-sorfejtése, de általában a

$$n(\lambda) = Q_1 + \frac{Q_2}{\lambda^2} + \frac{Q_3}{\lambda^4} + \dots \quad (\text{II.4})$$

vákuumbeli hullámhossz szerinti alakba írva adják meg, ahol  $Q_1, Q_2, Q_3$  stb. anyagra jellemző állandók. Előnye a könnyű matematikai kezelhetőség, de csak szűk hullámhossztartományon ad pontos értéket. A Sellmeier-típusú formulákat ezzel szemben a Lorentz-féle oszcillátormodell abszorpció helyektől távoli megoldására alapulva az

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{B_i \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} \quad (\text{II.5})$$

alakban adják meg [10]. Az elméletileg megalapozott formula érvényessége már sokkal szélesebb hullámhossztartományra terjed ki; általánosan alkalmazható dielektrikumokra ugyanúgy, mint gázokra.

A későbbiekben a diszperzió jellemzése szempontjából arra is ügyelnünk kell, hogy a törésmutató frekvencia szerinti deriváltjaira is minél pontosabb értéket kapjunk, ezt pedig széles spektrális érvényességi tartomány miatt a Sellmeier-formula biztosítja a többi formalizmussal szemben. Dolgozatom során ezért az anyagok törésmutatójának modellezésére kizárólag a Sellmeier-formulát fogom használni.

A törésmutató azonban nem csak a hullámhossztól függhet, hanem az anyag állapotjelzőitől is. Gázok esetén igen jelentős különbségek fordulhatnak elő a törésmutatóban a hőmérséklet és nyomás változása miatt, gondoljunk csak a légköri fényjelenségekre. Ennek leírására a Lorentz–Lorenz-elmélet kínál megoldást [11, 12]. A  $T$  hőmérsékletű,  $p$  nyomású,  $Z$  kompresszibilitással rendelkező,  $\rho$  sűrűségű gázkeverék törésmutatójára az

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{p}{ZRT} \sum_m x_m A_m(\omega) = \rho L_c \quad (\text{II.6})$$

összefüggés írható fel, ahol  $R$  az univerzális gázállandó, az  $A_m(\omega)$  az  $x_m$  móltörttel és  $M_m$  moláris tömeggel rendelkező  $m$ -edik gázkomponens molekuláris polarizálhatósága, az

$$L_c = \frac{\sum_m x_m A_m(\omega)}{\sum_m x_m M_m} \quad (\text{II.7})$$

pedig a Lorentz–Lorenz-paraméter.

### II.1.b. Impulzusterjedés lineárisan diszperzív közegben

Ahhoz, hogy a közeg lineáris diszperziójának egy impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatását nyomon kövessük, tekintsünk egy időben Gauss-görbe alakú térerősség-burkolóval jellemezhető impulzust, melynek intenzitásburkolóra vonatkozó félértékszélessége a  $z=0$  pozícióban  $\tau_0$ . Maximális amplitúdója  $E_0$ , valamint  $\omega_0$  frekvenciájú vivőhullámmal és a  $t=0$  időpontban  $\Phi_0$  kezdőfázissal rendelkezik. Ennek matematikai alakja

$$E(z=0, t) = E_0 \exp\left[-2 \ln(2) \frac{t^2}{\tau_0^2}\right] \cdot \exp[i\omega_0 t + i\Phi_0] \quad (\text{II.8})$$

formában írható fel. A spektrális és időbeli írásmód között a Fourier-transzformációval teremtünk kapcsolatot. A transzformációt elvégezve az impulzus komplex térerősség-spektruma az

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(z=0, t) \exp[-i\omega t] dt = \frac{E_0 \tau_0}{\sqrt{\ln(2)}} \exp(i\Phi_0) \exp\left[-\frac{\tau_0^2}{8 \ln(2)} (\omega - \omega_0)^2\right] \quad (\text{II.9})$$

alakot ölti. Az eredményből kiolvashatjuk, hogy a  $\tau_0$  impulzusidő és az intenzitás spektrum  $\Delta\omega$  félértékszélessége között a

$$\Delta\omega \cdot \tau_0 = 4 \ln(2) \approx 2,773 \quad (\text{II.10})$$

összefüggés áll fenn Gauss-alakú impulzusalak esetén. A (II.9) egyenletben az is látható, hogy minden spektrális komponens azonos  $\Phi_0$  fázissal rendelkezik, amint azt a módusszinkronizálás elvében megfogalmazzuk. Ha az impulzus spektrális fázisa nem konstans függvénye lenne a frekvenciának, akkor az időbeli alak félértékszélessége nagyobb lenne  $\tau_0$ -nál. Ezért a Fourier-transzformáció értelmében  $\tau_0$ -t *transzformációlimitált impulzusidőnek* hívjuk, és egy adott  $\Delta\omega$  félértékszélességű spektrumhoz tartozó minimális impulzusidőt adja meg. A módusszinkronizált oszcillátorok impulzusainak alakját gyakran szokás még szekáns hiperbolikus alakokkal jellemezni [13], ebben az esetben a  $\Delta\omega \cdot \tau_0$  szorzat értéke  $\text{sech}(1/3)^2 \cdot 2/\pi \approx 1,978$ ; tehát a burkoló alakjától függően azonos sáv szélességhez tartozhat rövidebb transzformációlimitált impulzusidő is.

Diszperzív közegbeli lineáris terjedés során a (II.9) egyenletben kapott spektrális alak valós része változatlan marad. Az impulzus alakját az  $n(\omega)$  törésmutatóval rendelkező anyagban  $z$  távolságnyi terjedés után az

$$\begin{aligned}
E(z,t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp[i(\omega t - kz)] d\omega = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp[i\omega(t - n(\omega) \cdot z/c)] d\omega
\end{aligned}
\tag{II.11}$$

összefüggés írja le. Az egyszerűbb írásmód kedvéért bevezetjük a  $z$  távolsághoz tartozó

$$\varphi(\omega) = \omega \cdot n(\omega) \cdot z/c \tag{II.12}$$

*spektrális fázist*. A spektrális fázist az  $\omega_0$ -nál vett frekvencia szerinti

$$\varphi^{(m)} = \left. \frac{d\varphi^m(\omega)}{d\omega^m} \right|_{z;\omega=\omega_0} \tag{II.13}$$

$m = 0, 1, 2, \dots$  rendű deriváltjaival, azaz a *fázisderiváltakkal* jellemezzük. Mivel igen gyakran használt mennyiségekről van szó, így szemléletes fizikai jelentésük alapján csoportkéleltetésnek (*group delay – GD*):

$$GD \equiv \varphi^{(1)} = \left. \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right|_{z;\omega=\omega_0}, \tag{II.14}$$

csoportkéleltetés-diszperzióinak (*group delay dispersion – GDD*):

$$GDD \equiv \varphi^{(2)} = \left. \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{z;\omega=\omega_0}, \tag{II.15}$$

harmadrendű diszperzióinak (*third order dispersion – TOD*):

$$TOD \equiv \varphi^{(3)} = \left. \frac{d^3\varphi(\omega)}{d\omega^3} \right|_{z;\omega=\omega_0}, \tag{II.16}$$

illetve negyedrendű diszperzióinak (*fourth order dispersion – FOD*):

$$FOD \equiv \varphi^{(4)} = \left. \frac{d^4\varphi(\omega)}{d\omega^4} \right|_{z;\omega=\omega_0} \tag{II.17}$$

nevezzük. Ennél magasabb rendű fázisderiváltaknak már nincs elterjedt rövidítése.

Az első két fázisderivált szemléletes fizikai jelentésének vizsgálatához írjuk a (II.12) egyenletben definiált spektrális fázis Taylor-sorát második rendig a (II.11) összefüggésbe. Az így kapott

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp \left[ i\omega t - i \left( \varphi^{(0)} + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 \right) \right] d\omega \quad (\text{II.18})$$

kifejezésbe a (II.9) egyenletből származó  $\tilde{E}(\omega)$  spektrális térerősséget behelyettesítve és az integrálást elvégezve a Gauss-nyalábok problémaköréhez hasonló formalizmushoz jutunk. Az analógia szerint például ami a Gauss-nyalábok modelljében a nyalábnyak, az az impulzusterjedés tárgyalásánál a  $\tau_0$  transzformációlimitált impulzusidőnek felel meg. A levezetés megtalálható többek között a [14-18] forrásmunkákban. A számolások elvégzése után az impulzus időbeli alakja

$$E(z, t) = E^* \exp \left[ -2 \ln(2) \frac{(t - GD)^2}{\tau^2} \right] \cdot \exp [i\Phi(z, t)] \quad (\text{II.19})$$

formában foglalható össze, ahol

$$E^* = E_0 \frac{\tau_0}{\sqrt[4]{\tau_0^4 + (4 \ln(2) \cdot GDD)^2}} \quad (\text{II.20})$$

a térerősség-burkoló maximális értéke,

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left( \frac{GDD \cdot 4 \ln(2)}{\tau_0^2} \right)^2} \quad (\text{II.21})$$

az impulzus időbeli hossza,

$$\Phi(z, t) = \Phi_0 - \varphi^{(0)} + \omega_0 t + \frac{(t - GD)^2}{2GDD + \frac{\tau_0^4}{8(\ln(2))^2 GDD}} + \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{2 \ln(2) GDD}{\tau_0^2} \right) \quad (\text{II.22})$$

pedig a fázis időbeli alakja lesz.

A fázisderiváltak fizikai tartalmának vizsgálatát kezdjük az első fázisderiválttal, amely a (II.19) egyenletben jelenik meg. A (II.19) egyenlet alapján könnyen megállapíthatjuk, hogy az impulzus csúcsa adott  $z$  távolságra a diszperziómentes esethez képest  $GD$ -nyi idővel később (illetve negatív  $dn(\omega)/d\omega$  esetén hamarabb) ér el, mint diszperziómentes esetben, ezért nevezzük a  $GD$  mennyiséget csoportkésleltetésnek. Ez azt jelenti, hogy az impulzus *nem* a spektrális komponensek

$$v_p \equiv \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (\text{II.23})$$

fázissebességével terjed (ahol  $k = 2\pi/\lambda$  a hullámszámot jelöli), hanem az impulzusra jellemző

$$v_g \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} \Big|_{k=\frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}} = \frac{c}{n(\omega_0) + \omega_0 \cdot \frac{dn(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}} = \frac{z}{GD} \quad (\text{II.24})$$

úgynevezett *csoporthaladási sebességgel* halad. Ha a diszperzív közeg anyagi minőségére helyezzük a hangsúlyt, akkor *fajlagos csoporthaladási késleltetésként* (*specific group delay – SGD*) azonosítható. A két mennyiség egymás reciproka, azaz

$$SGD \equiv \frac{n(\omega_0)}{c} + \frac{\omega_0}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g}. \quad (\text{II.25})$$

Ha  $t - GD = 0$ -nál, vagyis az impulzus csúcánál kiszámoljuk a (II.22) fázis értékét, akkor az úgynevezett *hordozó-burkoló fázist* (*carrier-envelope phase – CEP*)

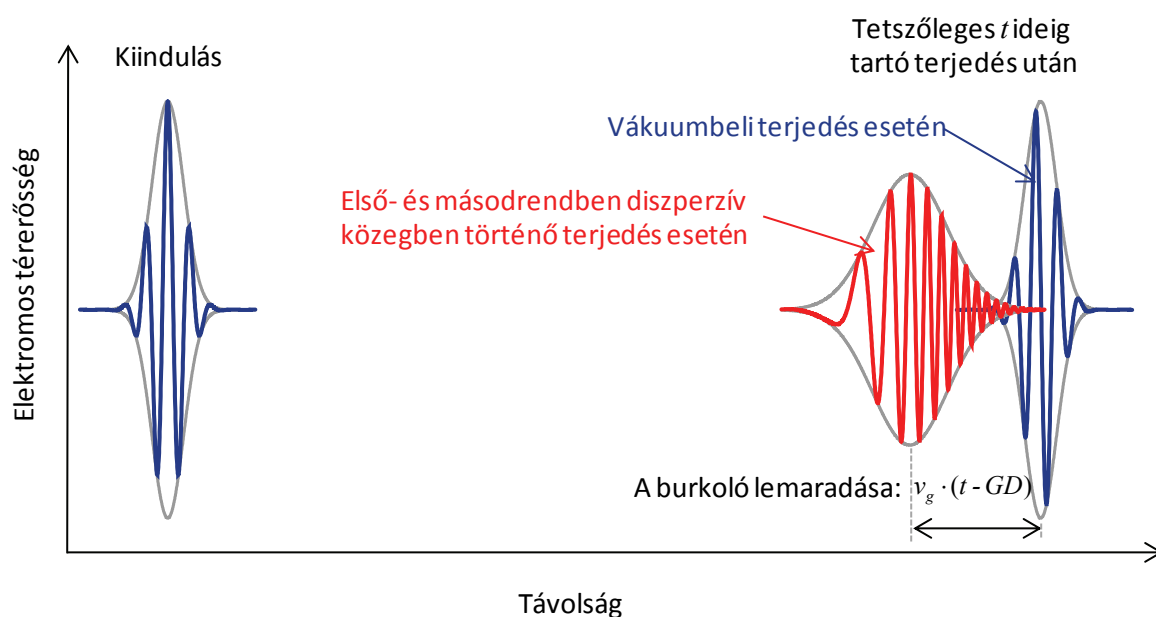
$$\Phi_{CE} = \Phi(z, t = GD) = \Phi_0 - \varphi^{(0)} + GD \cdot \omega_0 + \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{2 \ln(2) \cdot GDD}{\tau_0^2} \right) \quad (\text{II.26})$$

kapjuk eredményül, ahol a harmadik, arkusz tangens tartalmazó tag a Gauss-nyalábokkal párhuzamba vonható analógia szerint a Gouy-fázisnak felel meg, abszolút értéke viszont nem haladja meg a  $\pi/4$  értéket, így gyakorlati szempontból a legtöbb esetben figyelmen kívül hagyható.

A második derivált a *GD* csoporthaladási késleltetés frekvenciafüggését jellemzi, ennek megfelelően nevezzük csoporthaladási késleltetés-diszperzióknak, az angol elnevezés rövidítése alapján *GDD*-nek. A közeg *GDD*-jének hatása az impulzusra már összetettebb, mint az előző fázisderivált esetén. A (II.20) egyenlet alapján megállapíthatjuk, hogy az impulzus burkolójának maximuma csökken, illetve a (II.21) összefüggés szerint az impulzusidő is egyre hosszabb lesz. A *GDD* a  $\Phi(z, t)$  időbeli fázis alakját is befolyásolja: az impulzusburkoló maximumhelyére szimmetrikus parabolikus fázissal egészül ki, ahogyan a (II.22) egyenletben is látható. Emiatt – a *GDD* előjelétől függően – az impulzus egyik végén hosszabb, a másik végén rövidebb hullámhossz figyelhető meg. Ez összhangban van az impulzusok kiszélesedésének szemléletes magyarázatával, amely szerint a gyorsabban terjedő spektrális komponensek előresietnek, a lassabbak lemaradnak. Összefoglalva az impulzus időbeli (és ezzel együtt a terjedési irány mentén térbeli) „szétkenődése” figyelhető meg, ha a *GDD* csoporthaladási késleltetés-diszperzió nagysága összemérhető a transzformációlimitált impulzusidő négyzetével.

A csoporthaladási késleltetés és csoporthaladási késleltetés-diszperzió az impulzusalakra egy tetszőleges  $t$  idő eltelte után gyakorolt hatását a II.3. ábra szemlélteti. Az ábrán megfigyelhető, hogy a

közegben terjedő impulzusban a vivőhullám hullámhossza egyre hosszabb az impulzus végén. Ezt a jelenséget gyakran *csörpnek* (*chirp*-nek, magyarul csiripelésnek – mivel egy lineárisan változó frekvenciájú hallható hanghullám madárfüttyre emlékeztet) is nevezik. A vákuumbeli terjedéshez képest az impulzus lemarad, megnyúlik és ennek megfelelően intenzitása is csökken, energiája viszont változatlan a diszperzív anyagbeli terjedés során, amennyiben a közegben nem lép fel abszorpció.



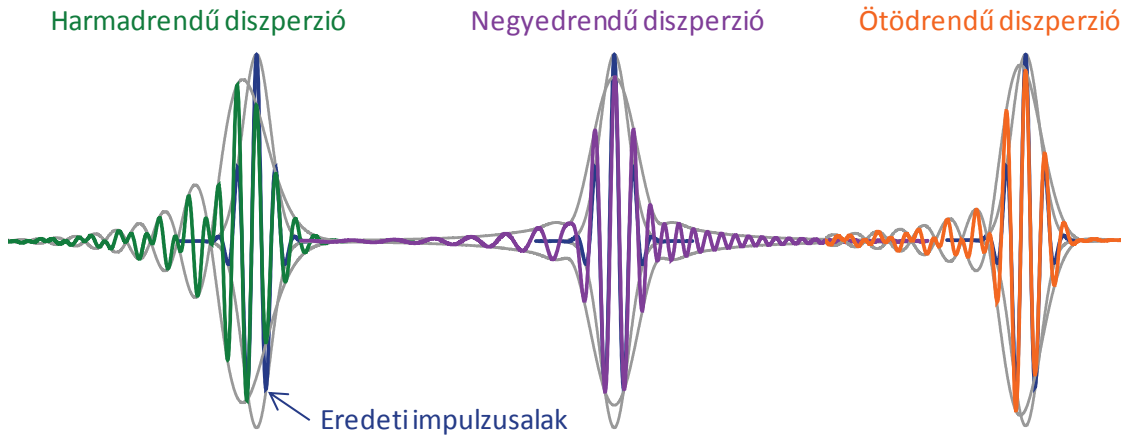
II.3. ábra. Első- és másodrendű fázisdiszperzió hatása az impulzus alakjára.

A *GDD* csoportkésleltetés-diszperzió egységnyi terjedésre vonatkozó értékének is kétféle elnevezése ismert, úgymint *csoportsebesség-diszperzió* (*group velocity dispersion – GVD*), illetve *fajlagos csoportkésleltetés-diszperzió* (*specific group delay dispersion – SGDD*), amely a *GDD* egységnyi terjedési úthosszra vonatkozó értékét jelenti. Ezen mennyiségek között már egyszerű egyenlőség áll fenn:

$$GVD \equiv SGDD \equiv \left. \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{2}{c} \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{\omega_0}{c} \left. \frac{d^2 n(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (\text{II.27})$$

Az II.4. ábrán a harmad-, negyed- és ötödrendű diszperzió impulzusformáló hatásai láthatóak egymástól elkülönítve. A harmad-, ötöd- és további páratlan rendű fázisderiváltak az impulzus időbeli alakját aszimmetrikussá teszik, és az impulzust kisebb, lecsengő amplitúdójú impulzusok követik. A negyed- és további páros rendű diszperziós együtthatók hatására az impulzus előtt és után hosszú vállak jelennek meg, ami jelentősen csökkenti az impulzus kontrasztját, azaz a főimpulzus és a parazita elő- és utóimpulzusok intenzitásának arányát.

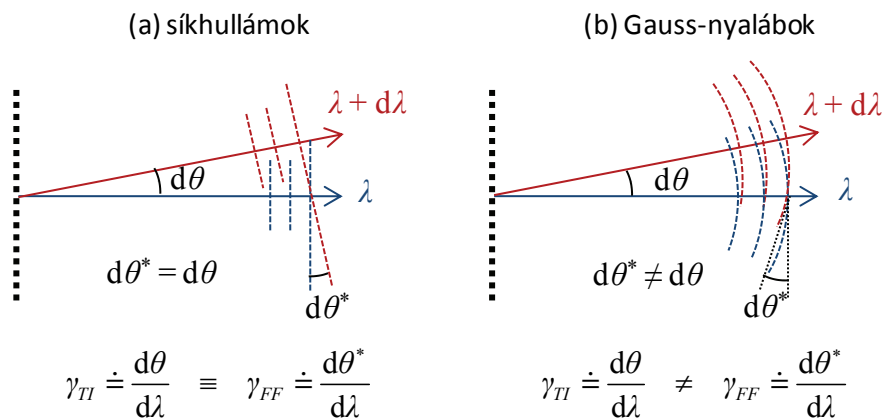
A fázissebesség magasabb deriváltjainak sora a spektrális fázishoz hasonlóan folytatható a fajlagos harmadrendű diszperzióval (*specific third order dispersion – STOD*) és a fajlagos negyedrendű diszperzióval (*specific fourth order dispersion – SFOD*).



II.4. ábra. Magasabb fázisderiváltak elkülönített hatása az impulzusra.

### II.1.c. Széles spektrummal rendelkező nyalábok szögdiszperziója

A széles spektrummal rendelkező lézernyalábok különböző hullámhosszúságú komponensei nem csak különböző terjedési sebességgel rendelkezhetnek, de terjedési irányuk is eltérhetnek, ekkor *szögdiszperzióról* beszélünk. Ilyen jelenség például akkor jön létre, ha az ultrarövid impulzusok lézernyalábja eltérő diszperzióval rendelkező anyagok közötti felületen megtörik, prizmán halad át, vagy rácson szenved elhajlást.



II.5. ábra. A kétféle szögdiszperzió összehasonlítása (a) síkhullámok és (b) Gauss-nyalábok esetén.

A szögdiszperziónek kétféle definíciója is létezik. Ha a spektrális komponensek irányának hullámhosszfüggéséről beszélünk, akkor azt  $\gamma_{TI}$  *terjedési irány szerinti szögdiszperzió*nak nevezzük [11]. A másik, valamivel általánosabb meghatározás alapján a fázisfelületek által bezárt szög hullámhosszfüggését jellemezzük az úgynevezett  $\gamma_{FF}$  *fázisfront*



szerinti szögdiszperzióval [19]. A kétféle definíció összehasonlítását a II.5. ábra mutatja. Belátható, hogy a kétféle szögdiszperzió síkhullámok esetén megegyezik, de Gauss-nyalábok esetén már nem azonos [20].

A szögdiszperzió vákuumban terjedő ultrarövid impulzusra kifejtett hatását a II.6. ábra szemlélteti. A kiinduló impulzus spektrális összetevői térben és időben átfednek, de a szögdiszperzió miatt terjedési irányuk kissé eltér egymástól. A vákuumban (valamint izotróp anyagban) terjedő síkhullámok szögdiszperziója a terjedés közben állandó marad, de az impulzusra kifejtett hatása a megtett út növekedésével egyre jelentősebb. Gauss-nyaláboknál azonban a terjedés során szögdiszperzió-változás is jelentkezik [20].



II.6. ábra. A szögdiszperzió és az impulzusfrontdőlés szemléletes hatása egy  $z$  irányba terjedő impulzusra. Balról jobbra: deformáció nélküli impulzus térbeli intenzitás eloszlása; a szögdiszperzió hatása bizonyos távolság megtétele után; dőlt impulzusfronttal rendelkező, de  $z$  irányba terjedő hullám-csomag; valamint az impulzusfrontdőlés és a szögdiszperzió együttes hatása az intenzitás térbeli eloszlására.

A II.6. ábrán az impulzus spektrális komponenseinek térbeli intenzitáseloszlását látjuk különböző esetekben valamekkora  $z$  távolság megtétele után. Szögdiszperzió jelenlétekor a terjedésre merőleges  $x$  irányban az impulzus középpontjától távolodva az impulzusidő növekszik és a spektrum is eltolódik. A középpontban ( $x=0$ -nál) sem marad meg az eredeti impulzusidő, ugyanis belátható [14], hogy az impulzus

$$GDD_{SZD} \approx -\frac{z\omega_0}{c} \cdot \gamma_{TI}^2 \quad (\text{II.28})$$

csoportkésleltetés-diszperzióknak megfelelő fázismodulációt szenved, amelyet a (II.21) egyenlet alapján könnyen átszámolhatjuk impulzusidő-kiszélesedésbe [21].

A szögdiszperzió gyakorlatilag minden esetben együtt jár az impulzusfrontdőlés és a térbeli csörp jelenségével, melyeket szintén a II.6. ábra szemléltet. Előbbi azt jelenti, hogy a

nyaláb keresztmetszete mentén, a  $z$  terjedési irányra merőlegesen csoportképletetés jelenik meg, melynek mértéke a keresztmetszet egységnyi hosszúságra nézve  $2\pi\gamma_{TI}/\omega_0$  [14, 22]. Utóbbi a nyaláb spektrális tartalmának térbeli anizotrópiáját jelenti, azaz a nyaláb egyik fele (az II.6. ábrán az impulzus kék színű része) az alacsonyabb hullámhosszak, míg másik fele (az impulzus vörös színnel jelölt része) a nagyobb hullámhosszak felé tolódik el.

#### II.1.d. A nemlineáris törésmutató

Az ultrarövid lézerezimpulzusok  $\mathbf{E}$  elektromos térerőssége elérheti azt az értéket, ahol az anyagban ébredő  $\mathbf{P}$  polarizációvektor nagysága már nem egyenes arányos az  $\mathbf{E}$ -vel, megjelennek a magasabb rendű tagok. Ebben az esetben a polarizációvektor a

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0\chi^{(1)}\mathbf{E} + \varepsilon_0\chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \varepsilon_0\chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots \quad (\text{II.29})$$

összefüggés szerint tárgyalható. A  $\chi^{(1)}$  *lineáris elektromos szuszceptibilitás* mellett be kell vezetnünk a  $\chi^{(2)}$  és  $\chi^{(3)}$  *nemlineáris másod- illetve harmadrendű elektromos szuszceptibilitásnak* nevezett tenzormennyiségeket. A másodrendű tag írja le *másodharmonikus-keltés* nevű jelenséget, mely során a nagyintenzitású nyaláb mellett az anyagban megjelenik a kétszeres frekvenciával rendelkező elektromágneses hullám is. Ha az anyagban egyszerre több, különböző nyaláb van jelen, melyek elegendően nagy intenzitásúak, *összeg- és különbségfrekvenciával* rendelkező hullámok is keletkezhetnek.

A (II.29) összefüggés harmadrendű elektromos szuszceptibilitást tartalmazó eleme a *harmadik harmonikus keltése* mellett a törésmutató változásában játszik szerepet. A (II.29) kifejezést a jelenség szempontjából ezúttal lényegtelen másodrendű tagot elhagyva tovább írhatjuk a

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0\chi^{(1)}\mathbf{E} + \varepsilon_0\chi^{(3)}\langle\mathbf{E}\cdot\mathbf{E}^*\rangle\cdot\mathbf{E} = (\varepsilon_0\chi^{(1)} + \varepsilon_0\chi^{(3)}I)\cdot\mathbf{E} = \varepsilon_0\chi_{\text{eff}}\mathbf{E} \quad (\text{II.30})$$

alakba, amelyből a törésmutatóra a (II.1) egyenlet alapján

$$n = \sqrt{1 + \chi_{\text{eff}}} = \sqrt{1 + \varepsilon_0\chi^{(1)} + \varepsilon_0\chi^{(3)}I} \quad (\text{II.31})$$

következik. Erre alkalmazhatjuk az

$$n \approx \sqrt{1 + \varepsilon_0\chi^{(1)}} + \frac{1}{2}\varepsilon_0\chi^{(3)}I \doteq n_0 + n_2I \quad (\text{II.32})$$

közelítést, ha az  $\varepsilon_0\chi^{(3)}I$  szorzat értéke jóval kisebb  $1 + \varepsilon_0\chi^{(1)}$ -nél. A (II.32) egyenletből kapott eredmény tehát azt fejezi ki, hogy elegendően nagy fényintenzitás hatására az anyag törésmutatója az  $n_0$  lineáris törésmutató értékén túl az  $I$  intenzitással arányosan növekszik, ahol az  $n_2$  arányossági tényező neve *nemlineáris törésmutató*. Az ehhez kapcsolódó jelenség –

azaz a törésmutató elektromos tér hatására történő változása – neve *optikai Kerr-effektus*. A nemlineáris törésmutató értéke üvegekre leggyakrabban általában  $10^{-13} - 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  közötti nagyságrendbe esik, míg normál állapotú gázok esetén  $10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$  körüli értéket vesz fel.

A nemlineáris törésmutató, illetve a harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitás számos keletkezési mechanizmusra vezethető vissza [23, 24]. Ezek közül a leggyakoribb jelenségek az elektromos polarizáció [25, 26], a stimulált Raman-szórás [27], a molekuláris orientáció [28], az elektrosztrikció [29], a telítődési abszorpció [30], a másodrendű kaszkádeffektusok [31], a populáció-átrendeződés [32], illetve az abszorbeált fényteljesítmény miatt előforduló hőmérsékleti jelenségek [33]. Az egyes jelenségekhez különböző nagyságrendű nemlineáris törésmutató-érték tartozik, jellemzően  $10^{-6}$  (hőmérsékleti effektusok) és  $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  (elektromos polarizáció) között; de általában igaz, hogy minél erősebb az effektus, annál hosszabb a válaszideje is, amely a fs-os skálától néhány ms-ig terjedhet.

## **II.2. Ultrarövid impulzusok spektrális fázisának mérése**

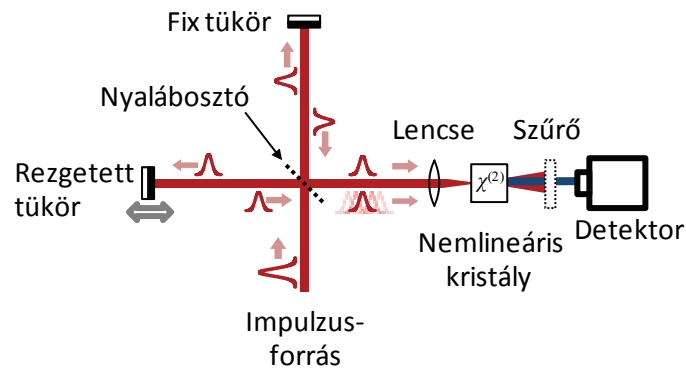
Az ultrarövid impulzusok időbeli alakjának direkt karakterizálására jelenleg nem állnak rendelkezésünkre elegendően gyors detektorok. Szerencsére azonban léteznek olyan önreferenciás eljárások, melyek segítségével közvetett módon mérhetővé válik az impulzusok hossza azáltal, hogy az impulzust saját másolatával hasonlítjuk össze. További információt szűrhetünk le az időbeli alakról, ha a Fourier-elméletből kiindulva az impulzusok spektrális intenzitáseloszlását és fázisát vizsgáljuk. A spektrumot legkönnyebben spektrográf használatával rögzíthetjük, míg a fázis méréséhez általában valamilyen interferometrikus módszert célszerű alkalmazni. Ebben a fejezetben áttekintem az ezekre az elvekre alapuló módszereket.

### **II.2.a. Önreferenciás módszerek impulzusok karakterizálására**

Ultragyors folyamatok detektálásához olyan jelenségek szükségesek, melyek gyorsabban vagy legalább olyan gyorsan zajlanak le, mint a vizsgálni kívánt folyamat. Az impulzusok paramétereinek mérésekor felmerül a lehetőség, hogy a másolatukkal hasonlítsuk össze őket, az ilyen önreferenciás eljárások közül legelőször az autokorrelációs elven alapuló mérési eljárás jelent meg. Számos változata alakult ki [14, 17], melyek közül a spektrális fázis meghatározására az *interferometrikus autokorreláció* alkalmas [34].

Az autokorrelátor vázlatos összeállítását a II.7. ábra szemlélteti. Az interferometrikus autokorrelátor legegyszerűbb megvalósítása egy Michelson-interferométeren alapszik,

melyben a nyalábokat nyalábosztó segítségével egyenlő arányban két részre osztjuk. Az interferométer egyik karjának hosszát egy rezgetővel ellátott tükör segítségével folyamatosan változtatjuk, általában 10 Hz körüli frekvenciával. A nyalábok a megfelelően beállított interferométer elhagyásával interferenciamentázatot képeznek, amelyet az intenzitás négyzetével arányos jelet adó detektorral (pl. kétfotonos fotodetektorral vagy frekvenciakétszerező nemlineáris kristály, színszűrő és gyors fotodióda kombinációjával) rögzítünk.



II.7. ábra. Interferometrikus autokorrelátor sematikus felépítése.

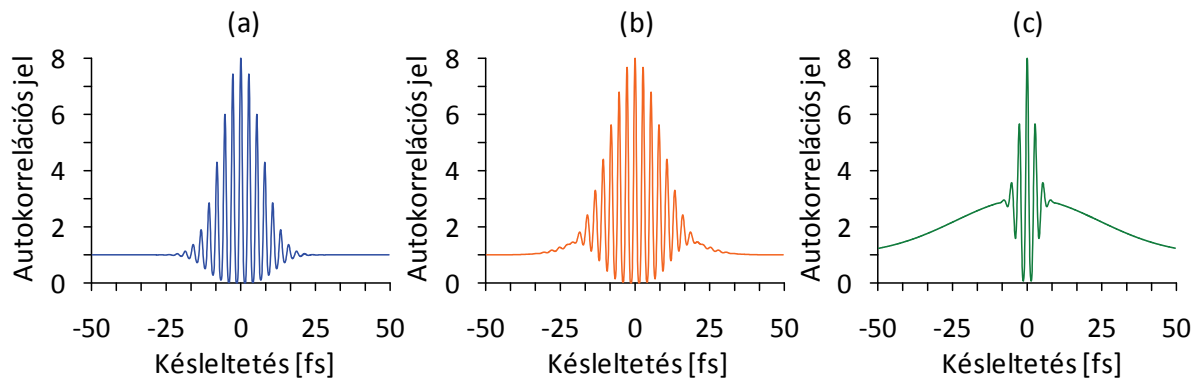
A detektorral rögzített jel normált alakja

$$g(t^*) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (E(t) + E(t - t^*))^4 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} E(t)^4 dt} \quad (\text{II.33})$$

formába írható, ahol  $t^*$  a késleltetés mértéke,  $E(t)$  pedig a vizsgált impulzus térerősségének időbeli alakja. A II.8. ábra mutat néhány szimulációval készített példát a  $g(t^*)$  autokorrelációs függvény jellegzetes alakjára.

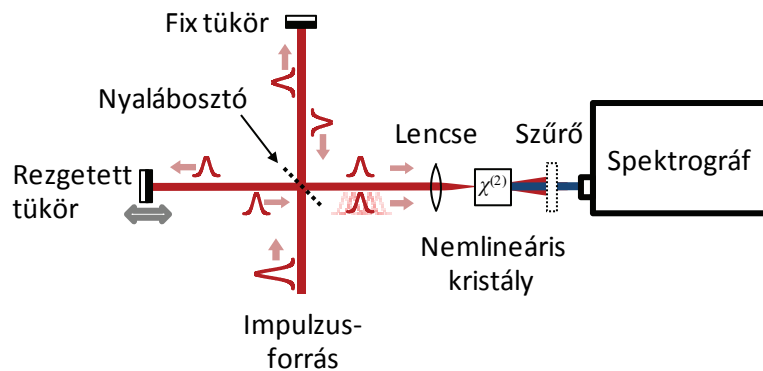
A módszer bizonytalanságát az adja, hogy csak közvetve lehet a spektrális fázis értékére következtetni. További hátránya, hogy az impulzus alakjára feltételezést kell felállítanunk; különböző impulzusalakokhoz más-más spektrális fázis tartozhat. Az eredményeket iterációs módszer segítségével lehet kiértékelni. A feltételezett alakhoz választanunk kell egy, a spektrális fázist leíró kiindulási polinomot, amelyre a (II.33) formula alapján kiszámoljuk az autokorrelációs függvény alakját és összehasonlítjuk a mérésekből kapott görbével. Az összehasonlítás alapján szükség szerint módosítjuk a spektrális fázisra vonatkozó polinomot. Az iterációt addig folytatjuk, míg el nem érjük a kívánt pontosságot. A

módszer továbbfejlesztésével Hirayama és munkatársai dolgoztak ki egy Fourier-transzformációs algoritmuson alapuló, érzékenyebb eljárást [35].



II.8. ábra. Az autokorrelációs függvény Gauss-alakkal rendelkező, 94 nm spektrális félértékszélességű impulzusok esetén, 10 fs-os transzformációlimitált impulzusidő mellett (a),  $GDD = 62,5 \text{ fs}^2$  és 20 fs-os impulzusidő mellett (b), valamint  $GDD = 140 \text{ fs}^2$  és 40 fs-os impulzusidő mellett (c).

Az autokorrelátorok bizonytalanságát leginkább a spektrális tartományon történő detektálás hiánya okozza. Az autokorrelációs módszer spektrális bontással történő kiegészítéséből fejlődött ki az úgynevezett *frekvenciabontott optikai kapuzás* (*frequency-resolved optical gating – FROG*), amelyet R. Trebino és munkatársai mutattak be [36]. A mérés során a  $t^*$  időkülönbséggel rendelkező impulzusok hatására, általában valamely nemlineáris folyamat segítségével keltett impulzus spektrumát rögzítjük a  $t^*$  késleltetés függvényében.



II.9. ábra. Másodharmonikus-keltésen alapuló frekvenciabontott optikai kapuzás (*SHG FROG*) kísérleti összeállításának vázlatos rajza.

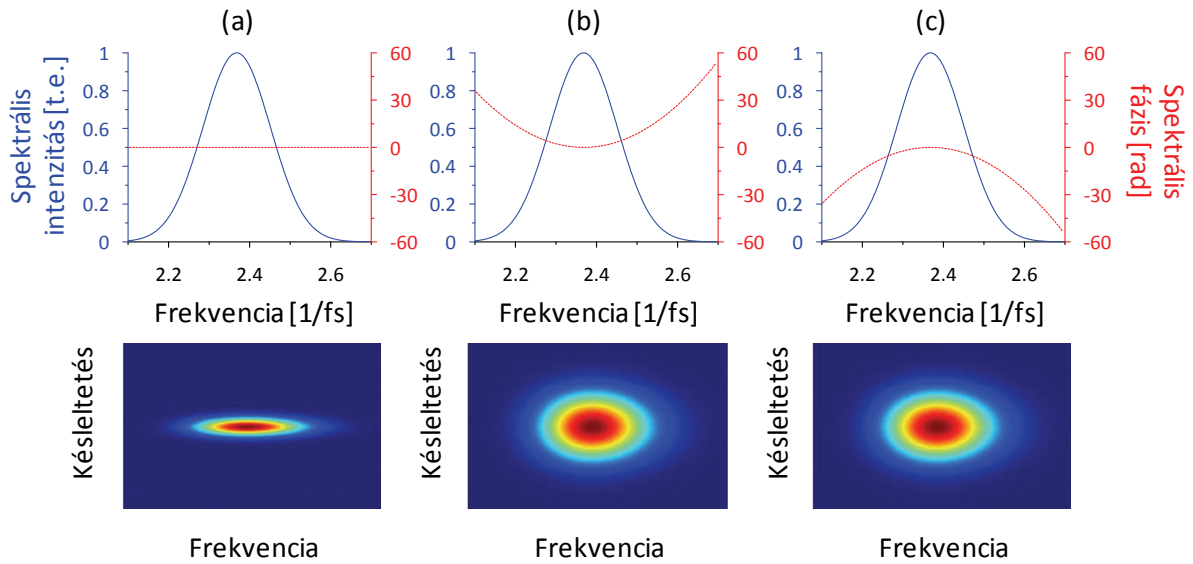
Ha a II.7. ábrán látható autokorrelátor detektoraként fotodióda helyett spektrográfot alkalmazunk és maradunk a  $\chi^{(2)}$  típusú nemlineáris kristály használatánál, akkor a *másodharmonikus-keltésen alapuló FROG* (*second harmonic generation – SHG FROG*, [37])

módszeréhez jutunk, melynek kísérleti összeállítása a II.9. ábrán látható. Ebben az esetben a detektált jelet az

$$S(\omega, t^*) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t-t^*) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (\text{II.34})$$

formula írja le. Az impulzus ismeretlen paraméterei ebben az esetben is iterációs módszerrel számolhatók, de az impulzus időbeli alakjára már nem kell feltételezést állítanunk.

Az *SHG FROG* eljárással végzett mérések során a II.10. ábrán látható szimulációkhoz hasonló felvételeket kaphatunk. A II.10. (b) és (c) ábrákon ugyanolyan nagyságú, de ellenkező előjelű *GDD*-vel rendelkező impulzusok spektrogramjai láthatók. Mivel ezek megegyeznek, így ezzel a módszerrel nem tudunk információt szerezni a *GDD* előjeléről.



II.10. ábra. Az *SHG FROG* módszerrel adott spektrogramok jellemző mintázatai 20 fs-os transzformációlimitált impulzus esetén (a), ugyanilyen spektrummal rendelkező impulzus, de 72 fs-ra hosszabbodott impulzusidővel  $GDD = + 500 \text{ fs}^2$  (b), illetve  $GDD = - 500 \text{ fs}^2$  mellett (c).

A  $\chi^{(2)}$  típusú nemlineáris kristályt alkalmazó *SHG FROG* eljárás mellett számos más *FROG*-technológiát is kifejlesztettek, melyek többsége  $\chi^{(3)}$  típusú kristály nemlineáris folyamatán alapszik. Ezekhez nagyobb impulzusenergiák szükségesek, így veszítünk az érzékenységen, de – több más előnyös tulajdonság mellett – a legtöbb esetben a *GDD* előjele is egyértelművé válik. A  $\chi^{(3)}$  nemlineáris anyagot alkalmazó *FROG*-eljárások közül a leggyakoribbak a *polarizációs kapuzáson alapuló (polarization gate) FROG* [38], az *öndiffrakciós (self-diffraction) FROG* [39], az *átmeneti rácson alapuló (transient grating) FROG* [40] és a *harmadik harmonikus keltésén alapuló (third harmonic generation) FROG* [41]. A felsorolt technológiákat a [42] tanulmány hasonlítja össze részletesen.

Az ultrarövid impulzusok karakterizálásának fejlődésében a következő előrelépés a spektrális interferometria implementálása az impulzus-diagnosztizáló eszközökbe. Ezek közül a legismertebb technológia az úgynevezett *elektromos mező közvetlen rekonstruklásra szolgáló spektrális fázis-interferometria (spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction – SPIDER, [43])*, amely a *spektrális nyíráson alapuló interferometria (spectral shearing interferometry, [44])* egy változata. Ennek lényege, hogy valamilyen fázismodulációs eljárással a mintaimpulzus spektrális komponenseinek frekvenciáját egységesen kicsiny  $\delta\omega$ -val tolják el, ami ezután az eredeti spektrális fázissal rendelkező,  $t^*$ -gal késleltetett impulzussal képez interferenciát. Az interferáló impulzusok közötti fáziskülönbséget a

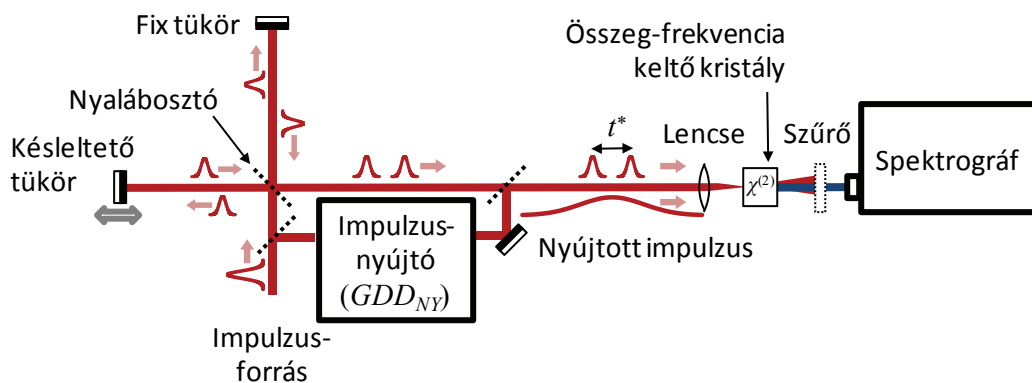
$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega) + \omega t^* \approx GDD \cdot \left( \frac{\delta\omega^2}{4} + \omega_0 \cdot \delta\omega \right) + \omega \cdot (t^* - GDD \cdot \delta\omega) \quad (\text{II.35})$$

közelítő kifejezéssel írhatjuk le. A  $t^*$  késleltetés és  $\delta\omega$  spektrális eltolás ismeretében így az eredeti impulzus  $GDD$  csoportkésleltetés-diszperziójára következtethetünk.

A *SPIDER* eljárás során a fázismodulációt az eredeti impulzus időbeli nyújtásával előállított elektromos tér szolgáltatja. A (II.22) kifejezésből következik, hogyha az impulzust  $GDD_{NY}$  csoportkésleltetés-diszperzióval sokszorosára nyújtjuk, akkor a tér frekvenciája lassan, közelítőleg  $1/GDD_{NY}$  mértékben fog változni. Az egymást  $t^*$  időkülönbséggel követő, de változatlanul hagyott impulzusok így  $\delta\omega = t^*/GDD_{NY}$  frekvenciakülönbséggel modulálódnak, így a fáziskülönbség (II.35)-ből

$$\Delta\varphi_{SPIDER}(\omega) = \frac{GDD}{4} \left( \frac{t^*}{GDD_{NY}} \right)^2 + \frac{GDD}{GDD_{NY}} \cdot \omega_0 t^* + \omega t^* \cdot \left( 1 - \frac{GDD}{GDD_{NY}} \right). \quad (\text{II.36})$$

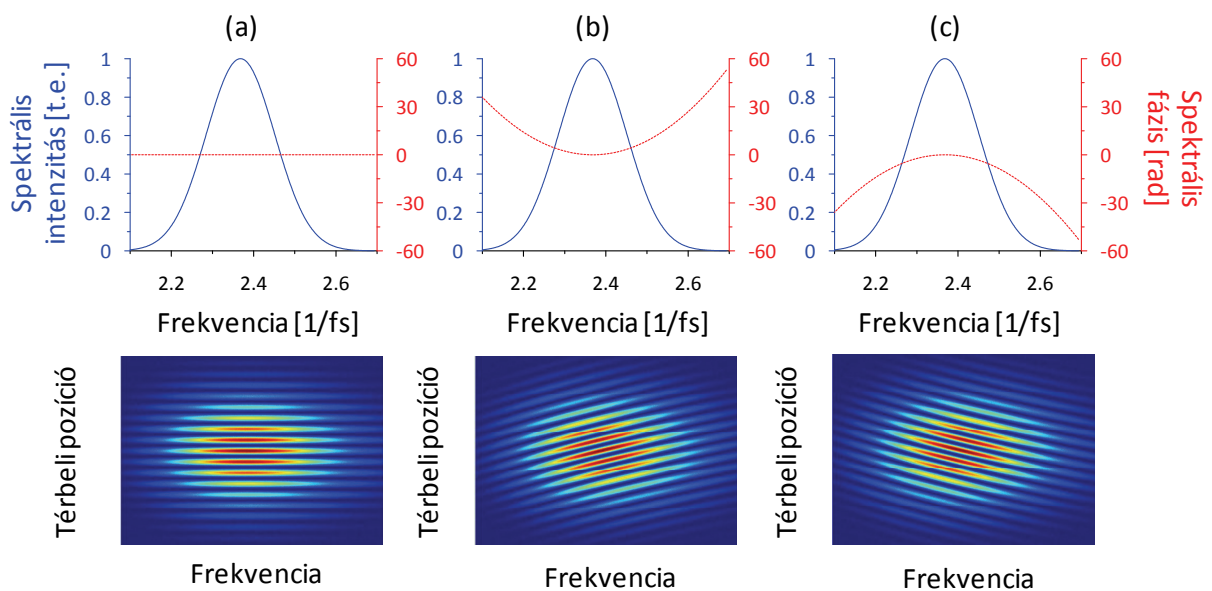
A *SPIDER* eljárás vázlatos kísérleti összeállítása a II.11. ábrán látható. Az eddig megismert



II.11. ábra. A *SPIDER* eljárás kísérleti megvalósításának sematikus rajza.

módszerekkel szemben a kísérleti megvalósítás már viszonylag összetett, és pontossága kimondottan érzékeny az optikai elemek beállítására, valamint nem alkalmas túlzottan hosszúra nyújtott impulzusok karakterizálására. Előnye azonban a gyors, iterációmentes és egyszerű kiértékelés, melyhez a *FROG* eljáráshoz képest sokkal kevesebb adat is elegendő, épp ezért egylövéses üzemmódban is használható.

A *SPIDER* eljárás térkoordináta szerint kódolt összeállítása (*spatially encoded arrangement for SPIDER – SEA-SPIDER*, [45, 46]) már alkalmas hosszabb impulzusok mérésére is, amellett hogy az impulzus térbeli alakjáról is információt ad. Ehhez a II.11. ábrán látható elrendezést annyiban kell módosítani, hogy nem a mérendő impulzus másolatát készletetjük  $t^*$ -gal, hanem a nyújtott impulzust. A nemlineáris kristályban két, egymáshoz képest eltolt spektrumú impulzus keletkezik, melyek interferenciát képeznek. A kétdimenziós detektorral felszerelt spektrográffal a II.12. ábrához hasonló interferogramokat rögzíthetünk.



II.12. ábra. A *SEA-SPIDER* technológia alapján, szimulációval készített tipikus interferogramok transzformáció-limitált (a), pozitív *GDD*-vel (b), illetve negatív *GDD*-vel rendelkező impulzus esetén (c).

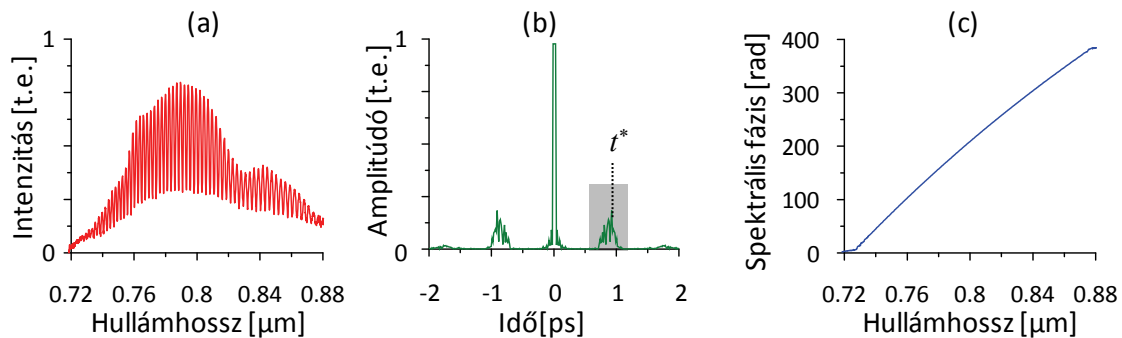
### II.2.b. Spektrálisan bontott interferometria

Az önreferenciás módszerek az impulzus időbeli karakterizálására szolgálnak. Ha arra vagyunk kíváncsiak, hogy *adott anyagban történő terjedés* milyen hatással van az impulzus időbeli alakjára, nem feltétlenül ezek a módszerek legalkalmasabbak, hiszen a spektrális fázis relatív változása sokkal nagyobb pontossággal mérhető annál, mintha a két bizonytalan pontosságú időbeli alak különbségéből számolnánk. A terjedés során érintett közegek



diszperziós hatásainak ismeretére pedig szükség is van, hiszen általában az impulzusok eltérő úton jutnak el a céltárgyhoz, mint a diagnosztikai eszközökhöz.

Diszperzív anyagok spektrális fázistolásának mérésére az egyik leggyakrabban alkalmazott módszer az úgynevezett *spektrálisan bontott interferometria* (*spectrally resolved interferometry* – *SRI*), amely egy kétnyalábos interferométer és egy egydimenziós spektrográf kombinációján alapszik [47-56]. A Michelson- vagy Mach–Zehnder-típusú interferométert minden esetben kollinearisan hagyják el az interferáló nyalábok, melyek között valamekkora, állandó értéken tartott  $t^*$  időbeli késést alakítanak ki a koherenciaidőn belül. A nyalábokat egy spektrográfba irányítva a II.13. (a) ábrán láthatóhoz hasonló, modulált spektrum jelenik meg. Az interferogram modulációja annál sűrűbb, minél nagyobb a  $t^*$  késleltetés értéke.



II.13. ábra. Spektrális fázis meghatározása Fourier-transzformációs *SRI* módszerrel. Az eljárás főbb lépései: az interferogram felvétele (a), inverz Fourier-transzformáció és szűrés (b), végül a spektrális fázis meghatározása a szűrt rész Fourier-transzformálásával (c).

Az *SRI*-interferogramok kiértékelésére a legszélesebb körben alkalmazott, Fourier-transzformáláson alapuló módszert L. Lepetit és társai dolgozták ki [48]. Ennek lényege, hogy a kísérletben rögzített spektrális interferogramon (II.13. (a) ábra) inverz Fourier-transzformálást hajtunk végre, és az impulzusok közötti  $t^*$  időkülönbségnél, optimálisan választott szélességű ablakfüggvénnyel szűrést végzünk (II.13. (b) ábra). A kivágott jelet ezután visszatranszformáljuk a spektrális tartományba. Az így kapott spektrum komplex értékeinek szögéből az impulzusok spektrális fázisának különbsége számolható ki (II.13. (c) ábra). A fázis meredeksége  $\omega_0$ -nál megfelel  $\omega_0 t^*$ -nak, polinom illesztésével a magasabb rendű fázisderiváltak értéke is megállapítható.

A módszer szélessávú lézerimpulzusokkal éppúgy alkalmazható, mint folytonos, fehér fényel, hiszen a mérés egyetlen feltétele, hogy a koherens fényforrás elegendő spektrális sáv szélességgel rendelkezzen. Emiatt az *SRI*-t gyakran alkalmazzák optikai anyagok diszperziójának mérésére folytonos üzemű, fehér fényű lámpával [57-61].

### II.2.c. Spektrálisan és térben bontott interferometria

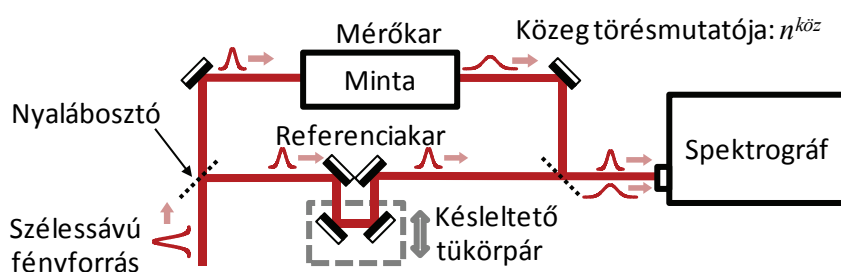
Az eddig tárgyalt módszerek túlnyomó része kollineáris interferometrián alapult, ami azt jelenti, hogy a nyalábok azonos tengely mentén haladnak, és időbeli késleltetés segítségével hozunk létre interferometrikus modulációt. Ezzel ellentétben a *spektrálisan és térben bontott interferencia* (*spectrally and spatially resolved interferometry – SSRI*) alkalmazásakor a fázisfrontok *térbeli döntésével* hozunk létre mintázatot, ez esetben a nyalábok terjedési iránya szöveget zárnak be egymással. A nyalábok interferenciájának spektrális bontásával olyan interferogramhoz jutunk, melyen a csíkok menete szinte közvetlenül a spektrális fáziskülönbség-függvény alakját veszi fel, ezáltal szabad szemmel is gyorsan megállapítható annak mértéke.

A keresztezett nyalábok interferenciáján alapuló eljárások alkalmazása viszonylag régre nyúlik vissza. L. Puccianti 1901-ben publikálta az ezzel a módszerrel elért első eredményeit oxihemoglobin anomális diszperziójának mérésével kapcsolatban [62], majd 11 évvel később D. Roschdestwensky lényegében ugyanezt a technikát használta az atomi átmenetek oszcillátorerősségeinek mérésére nátriumgőzben [63]. Kísérleteiben a fémgőzt tartalmazó csövet egy kényalábos interferométer (Jamin- illetve Mach–Zehnder-interferométer) egyik karjába helyezte, míg a másik karban egy üres cső kompenzálta a záróablakok diszperzióját. Az abszorpciós vonalak közelében kampó alakú interferenciamintázat jön létre, melynek csupán a spektrális pozícióját kell leolvasni, így nagy pontosságú mérésre ad lehetőséget. A *kampó-módszernek* (*Hakenmethode*) nevezett eljárás analitikus leírását W. C. Marlow közölte [64]; a fotolemezeket leváltó, számítógéppel feldolgozható jelű CCD-kamerák megjelenése után H. J. Kim és B. W. James Fourier-transzformációra épülő kiértékelési eljárást dolgoztak ki, mellyel jelentősen javították a mérési pontosságon [65].

Manapság az *SSRI*-módszernél már nem az anomális, hanem a normális diszperziós hullámhossztartomány vizsgálatán van a hangsúly. Eleinte fém- [66] és többrétegű filmek [67] fázisdiszperziójának megállapítására használták, majd az ultrarövid impulzusokhoz kapcsolódó alkalmazásokra először a *Szegedi Tudományegyetemen* került sor diszperzió-kompenzáló lézertükrök [68, 69] spektrális fázistolásának nagy pontosságú mérésén keresztül [70]. Ezekben a mérésekben Kovács Attila és munkatársai fehér fényű fényforrással világították ki az interferométert, ezért *spektrálisan bontott fehér fényű interferometria* (*spectrally resolved white light interferometry – SRWLI*) néven szerepel az általuk alkalmazott módszer [57, 58]. Ezt követően kezdett széles körben elterjedni az *SRWLI*, illetve az

általánosabb – tetszőleges szélessávú fényforrás, pl. ultrarövid lézerpulzusok használatával – *SSRI*-eljárás alkalmazása. A diszperziókompenzáló csörpölt tükrök fázistolásának további mérései [71, 72] mellett, többek között pumpa-próba kísérletek végrehajtása [73], fázismodulált impulzuserősítő rendszerek nyújtó és kompresszálo egységeinek finomhangolása [74], lézerpulzusok karakterizálása [75-77], impulzus időbeli alakjának vezérlésére szolgáló eszközök [78], valamint legutóbb nagyteljesítményű passzív optikai rezonátor vizsgálata [79] történt az *SSRI*-módszerrel.

Az *SSRI*-eljárás kísérleti megvalósítása egy kétnyalábos interferométer és egy kétdimenziós leképző spektrográf kombinációján alapszik. Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy Mach–Zehnder-interferométert, amelyet szélessávú fényforrással világítunk ki (II.14. ábra).



II.14. ábra. Az *SSRI*-módszer kísérleti elrendezésének sematikus rajza.

Az interferométer diszperzív mintát tartalmazó karját nevezzük mérőkarnak, míg a másik kar neve referenciakar; az ezeken külön-külön áthaladó impulzusok spektrográffal detektált térbeli és spektrális intenzitás-eloszlását  $I_M(y, \omega)$ , illetve  $I_R(y, \omega)$  jelöli. A referenciakarbon haladó impulzusok általában változatlan alakú spektrális fázisfüggvénnyel terjednek, így ezek viszonyítási alapul szolgálnak a diszperzív minta által létrehozott spektrális fázis változásának méréséhez. Az egyes karok spektrális fázistolását Taylor-sorfejtés segítségével közelíthetjük:

$$\varphi_K(\omega) = \varphi_K(\omega_0) + GD_K \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{GDD_K}{2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{TOD_K}{6} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (\text{II.37})$$

$K \in M, R$

ahol a  $K$  helyére  $M$ -et vagy  $R$ -t írhatunk attól függően, hogy a mérő- vagy referenciakarról van szó. Ha feltételezzük, hogy az egyes karokban az impulzusok  $L_M$ , illetve  $L_R$  távolságot tesznek meg az  $n^{\text{köz}}$  törésmutatóval rendelkező közegben, amelybe az interferométert helyeztük (legáltalánosabb esetben levegőben), akkor ezek hozzájárulása a teljes spektrális fázistolásokhoz a

$$\begin{aligned} \varphi_K^{köz}(\omega) = & \frac{n^{köz}(\omega_0)\omega_0 \cdot L_K}{c} + SGD^{köz} L_K \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{SGDD^{köz} L_K}{2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \\ & + \frac{STOD^{köz} L_K}{6} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (II.38)$$

$K \in M, R$

kifejezéssel írható le. Ezen felül figyelembe kell még vennünk azokat az optikai elemeket, ahol az impulzusok további spektrális fázistolást szenvednek (például nyalábosztók, záróablakok, szűrők, dielektrikum- és csörpölt tükrök, az ezeket összefoglaló mennyiségek a továbbiakban *opt* felső indexszel szerepelnek). Mivel a korábban tárgyalt impulzusterjedés elmélete szerint a fázisderiváltak additívak [14] (amit könnyen be is láthatunk, ha a *z* szerinti linearitásukra gondolunk), a mérőkar teljes fázisderiváltjainak értékei

$$GD_M = SGD^{köz} \cdot L_M + GD_M^{opt} + GD_{minta}, \quad (II.39)$$

$$GDD_M = SGDD^{köz} \cdot L_M + GDD_M^{opt} + GDD_{minta}, \quad (II.40)$$

$$TOD_M = STOD^{köz} \cdot L_M + TOD_M^{opt} + TOD_{minta}, \quad (II.41)$$

illetve a referenciakar esetén

$$GD_R = SGD^{köz} \cdot L_R + GD_R^{opt}, \quad (II.42)$$

$$GDD_R = SGDD^{köz} \cdot L_R + GDD_R^{opt}, \quad (II.43)$$

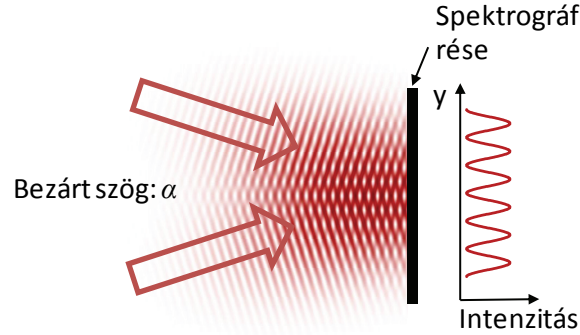
$$TOD_R = STOD^{köz} \cdot L_R + TOD_R^{opt}. \quad (II.44)$$

Az interferencia feltétele, hogy az azonos frekvenciával rendelkező komponensek a koherenciaidőn és koherenciahosszon belül találkozzanak, ezért a referenciakar tartalmaz egy nagy pontosságú eltolóval ellátott késleltető egységet, mely az impulzusok újraegyesítésének időzítéséhez szükséges. Interferencia nem csak olyan impulzusok között jöhet létre, melyek azonos pillanatban keletkeztek. Az olyan interferométereket, melyek kimenetén egymást követően keltett impulzusok találkoznak, aszimmetrikus interferométereknek nevezzük. Az ilyen interferométerek karhosszait az impulzussorozat közvetlenül egymás utáni impulzusai közti *T* követési idő egész számú többszörösének megfelelő optikaiúthossz-különbséggel kell elhangolnunk egymáshoz képest. A (II.19) kifejezés alapján belátható, hogy a különböző utakon terjedő impulzusok akkor fednek át időben, ha az egyes karokban a teljes csoportkésleltetések különbsége valamint az interferométer aszimmetriájából adódó, megfelelő *m* számú követési időnyi késleltetés koherenciaidőn belül van, azaz

$$|GD_M - GD_R + m \cdot T| < t_{koherencia}, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (II.45)$$

ahol a  $t_{koherencia}$  koherenciaidő az impulzus időbeli hosszával összemérhető nagyságú. Ultrarövid lézerimpulzusok spektrális bontása esetén a koherenciaidő kissé eltér a megszokott értelmezéstől, ugyanis a frekvenciafésű egyes módusainak koherenciájával kell számolnunk,

amely – figyelembe véve egy módus 150 Hz körüli vonalszélességét [80] – a pikoszekundumos időtartományba esik. Ebben az esetben az interferencia detektálhatóságának az interferométer mechanikai vibrációjából származó zaj mellett csak a spektrográf felbontása szab határt, ami a karhosszkülönbségben akár mm-es tartományt is jelenthet.



II.15. ábra. Keresztezett, monokromatikus nyalábok interferenciája.

A térbeli bontás létrehozásához a nyalábok keresztezésének szögét is be kell állítanunk. Az egyes karok kicsatoló tükreit úgy döntjük meg függőlegesen, hogy a nyalábok  $\alpha$  szöget zárjanak be, és a szintén függőlegesen álló résen térben átfedjenek. Ha a mérőkaron és referenciakaron áthaladó impulzusok térbeli és időbeli átfedését megfelelően beállítjuk, akkor a spektrográf résén függőleges irányban modulált interferenciamintázat jön létre, melyet a II.15. ábra szemléltet.

A leképző spektrográf kétdimenziós detektorának felületén létrejövő interferenciamintázatot az

$$I(y, \omega) = I_M(y, \omega) + I_R(y, \omega) + 2\sqrt{I_M(y, \omega) \cdot I_R(y, \omega)} \cdot \cos(\varphi_{ifg}(y, \omega)) \quad (\text{II.46})$$

összefüggés írja le, amelyben az interferogram fázisa a

$$\varphi_{ifg}(y, \omega) = \varphi_M(\omega) - \varphi_R(\omega) + (y - y_0) \cdot \alpha \omega n^{köz} / c \quad (\text{II.47})$$

egyenlet alapján számolható. Itt  $\varphi_M(\omega)$  és  $\varphi_R(\omega)$  a mérőkaron, illetve a referenciakaron keresztül érkező impulzusok spektrális fázisát jelöli, melyekről feltételezzük, hogy az  $y$  térkoordinátától függetlenek; a kifejezés harmadik tagja írja le a nyalábok keresztezéséből származó  $y$  irányú fázismodulációt az  $\alpha$  szög paraxiális közelíthetőségének esetében. Az  $y_0$  jelöli azt a magasságot, ahol az impulzusok maximális intenzitáshoz tartozó fázisfrontjai metszik egymást; ebben a magasságban a kétféle úton haladó impulzusok  $\omega_0$  központi frekvenciához tartozó teljes  $GD$  csoportképletetése pontosan megegyezik. Ha valamelyik kar

csoportkésleltetése változik (például megváltoztatjuk a referenciakar hosszát a késleltető egység segítségével, vagy többletanyag kerül a mérőkarba), akkor az  $y_0$  pozíciója is elmozdul az  $y$  tengelyen.

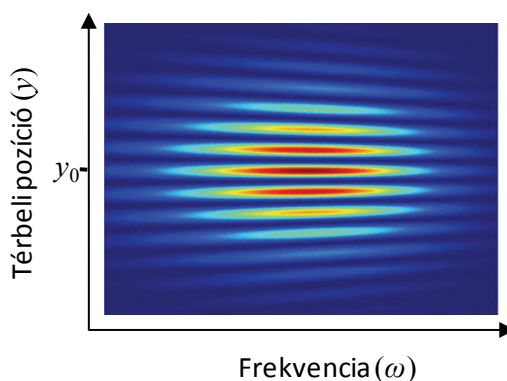
Az egyes karok spektrális fázistolását Taylor-sorfejtés segítségével

$$\varphi_K(\omega) = \varphi_K(\omega_0) + GD_K \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{GDD_K}{2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{TOD_K}{6} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (\text{II.48})$$

$K \in M, R$

szerint közelíthetjük.

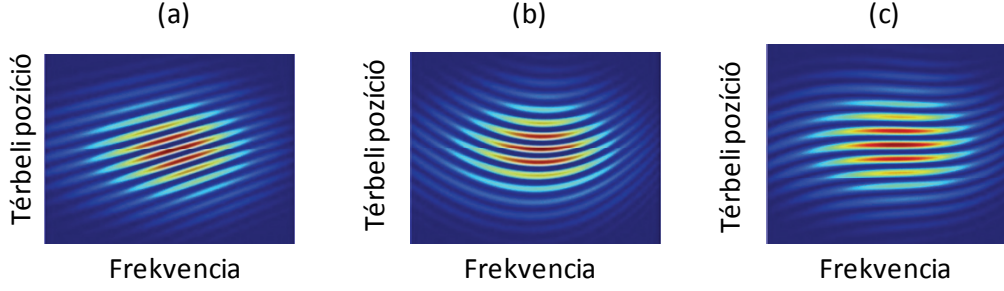
A II.16. ábra szemlélteti az *SSRI*-eljárással rögzíthető interferogramok tipikus alakját azonos diszperzióval rendelkező karok esetén. Az interferogramon az egyébként tetszőleges  $y_0$  pozíció a kép függőleges tengelyének közepére van állítva, az ehhez a magassághoz tartozó interferenciacsík vízszintes. Az interferogramon balról jobbra haladva a frekvencia növekedésével az interferenciacsíkok legyezőszerűen széttartanak, vagyis az  $y$  irányú moduláció hullámhossza is egyre növekszik.



II.16. ábra. Szimulációval készült *SSRI*-interferogram azonos fázistolással rendelkező karok mellett.

A térbeli tengelyen az  $y_0$  pozíciótól távolodva az interferenciacsíkok meredeksége abszolút értékben növekszik, ami a fázisfrontok közötti  $y$  pozícióhoz tartozó csoportkésleltetéssel magyarázható. Ha a két kar között nem nulla a spektrális fázisok különbsége, akkor az interferogram mintázata ettől az  $y_0$  pozíciótól mért távolságból adódó extra csoportkésleltetést leszámítva pontosan követi a mérőkar és a referenciakar közötti spektrális fáziskülönbség-függvény alakját. A II.17. ábrason látható, hogy a különböző rendű fázisderiváltak hogyan jelennek meg az interferogramokon.

Az interferogramok kiértékelésének egy lehetséges, egyik legegyszerűbb módja a koszinuszfüggvény illesztésén alapszik. Ehhez szükség van minden interferogram mellett az



II.17. ábra. Szimulációval készített SSRI-interferogramok tisztán csoportképletetés ( $GD=60$  fs) (a), csoportképletetés-diszperzió ( $GDD=200$  fs<sup>2</sup>) (b) illetve harmadrendű diszperzió ( $TOD=2400$  fs<sup>3</sup>) esetén.

egyes karok intenzitáseloszlásának, továbbá mindkét kar kitakarásával a háttér intenzitás-eloszlásának rögzítésére. Ezeket beírva a háttérrel kiegészített (II.46) egyenletbe, a normált intenzitást az

$$I_N(y, \omega) = \frac{I(y, \omega) - I_M(y, \omega) - I_R(y, \omega) + I_{\text{háttér}}(y, \omega)}{2\sqrt{(I_M(y, \omega) - I_{\text{háttér}}(y, \omega)) \cdot (I_R(y, \omega) - I_{\text{háttér}}(y, \omega))}} \quad (\text{II.49})$$

kifejezéssel számolhatjuk ki. Ezután az  $\omega_i$  körfrekvenciához tartozó  $i$ -edik oszlopra – az előre kiválasztott  $y$  koordináták között, melyekről úgy gondoljuk, hogy azon a tartományon a zaj már nem számottevő – elvégezzük az  $f(x) = \cos(a \cdot x + b)$  típusú függvény illesztését a legkisebb négyzetek módszerével, és megállapítjuk az ahhoz az oszlophoz tartozó  $a_i$  és  $b_i$  paramétereket. Az illesztést az interferogram minden oszlopára elvégezzük. A spektrális fázis szempontjából a  $b_i$  paraméterek értéke játszik fontos szerepet. Ezeket a koszinuszillesztés fázisbizonytalanságából (nevezetesen hogy  $b_i$  mellett  $b_i + k \cdot 2\pi$  is megoldása az illesztésnek, ahol  $k$  tetszőleges egész szám) adódó  $k \cdot 2\pi$  fázisugrások mentén összekötve a karok közötti spektrális fázistól csak egész számú  $2\pi$ -ben eltérő mennyiséget kapunk. Ez a konstans eltérés azonban egyáltalán nem befolyásolja a fázisderiváltak értékét, így azokat a megfelelő – általában harmadfokú – polinom illesztéséből nyerhetők.

Mivel a mérés relatív, tehát csak a fázisderiváltak karok közötti *különbségét* tudjuk mérni, szükség van egy referenciamérésre. A mérés első lépésében az üres interferogram esetén mérjük a különbségeket, ez esetben az egyes karok fázisderiváltjai

$$GD_K^{(0)} = SGD^{köz} \cdot L_K^{(0)} + GD_K^{opt}, \quad (\text{II.50})$$

$$GDD_K^{(0)} = SGDD^{köz} \cdot L_K^{(0)} + GDD_K^{opt} \text{ és} \quad (\text{II.51})$$

$$TOD_K^{(0)} = STOD^{köz} \cdot L_K^{(0)} + TOD_K^{opt}, \text{ ahol } K \in M, R. \quad (\text{II.52})$$

Ha beállítjuk a karok egyenlő csoportképletetését, akkor

$$\Delta GD^{(0)} \equiv GD_M^{(0)} - GD_R^{(0)} = SGD^{köz} \cdot (L_M^{(0)} - L_R^{(0)}) + GD_M^{opt} - GD_R^{opt} = 0. \quad (\text{II.53})$$

A második lépésben az üres interferogram mérőkarjába behelyezzük az  $L_{minta}$  hosszúságú mintát, ekkor a (II.39)-(II.44) egyenletek a következő kiegészítésekkel lesznek érvényesek: egyrészt a mérőkarban az impulzusok  $L_{minta}$  hosszúsággal kevesebb távolságot tesznek meg, mint az üres interferométer esetében, azaz

$$L_M = L_M^{(0)} - L_{minta}, \quad (II.54)$$

és a csoportkéleltetések kiegyenlítése miatt a referenciakar hosszát  $\Delta L_R$ -rel kell növelni a precíziós eltolóval, így

$$L_R = L_R^{(0)} + \Delta L_R. \quad (II.55)$$

Ha ez a kiegyenlítés megtörtént, kihasználhatjuk a  $GD_M = GD_R$  egyenlőséget, így a minta csoportkéleltetésére

$$GD_{minta} = SGD^{köz} \cdot (L_{minta} + \Delta L_R) \quad (II.56)$$

adódik, míg a csoportkéleltetés-diszperzió a két mérés során rögzített interferogramok kiértékeléséből kapott  $\Delta GDD^{(0)}$  és  $\Delta GDD$  segítségével

$$GDD_{minta} = \Delta GDD - \Delta GDD^{(0)} + SGDD^{köz} \cdot (L_{minta} + \Delta L_R), \quad (II.57)$$

illetve a harmadrendű diszperzió hasonlóképpen

$$TOD_{minta} = \Delta TOD - \Delta TOD^{(0)} + STOD^{köz} \cdot (L_{minta} + \Delta L_R). \quad (II.58)$$

A minta természetétől függően további mérésre is lehetőség van, amennyiben a minta spektrális fázistolását úgy tudjuk hangolni, hogy hossza és az interferométer többi elemének fázisderiváltjai ne változzanak, például optikai elem hőmérsékletének, oldat koncentrációjának, vagy gáz nyomásának változtatásával. A minta állapotjelzőjének hangolása mellett minden mérési pontban – ha szükséges – beállítjuk a csoportkéleltetések egyenlőségét, majd meghatározzuk a fázisderiváltak különbségét. Ha a rendszer összes többi elemének diszperziója állandó a méréssorozat során, akkor egyszerű függvénykapcsolat (legtöbb esetben egyenes) illesztésével meghatározható az anyag fázisderiváltjai és az anyagi változó közötti kapcsolat.

Az SSRI-eljárás minden esetben alkalmas relatív, azaz a karok közötti  $\gamma_{FF}$  fázisfront szerinti szögdiszperzió megállapítására, de minimális változtatással alkalmassá tehető ennek abszolút mérésére is. Ehhez az üres Mach–Zehnder-interferométert úgy kell módosítanunk, hogy a karokban az optikai felületekről történő visszaverődések számának különbsége páratlan legyen (például az egyik karban eggyel több tükör van, mint a másikban). Ezáltal azt érzük el, hogy az interferométer kimenetén az impulzus a terjedési irányra tükrözött



másolatával fog interferenciát létesíteni. A tükrözéssel a szögdiszperzió nagysága változatlan marad, iránya viszont megfordul. Az interferométernek ezt a megvalósítását *invertált Mach–Zehnder-interferométernek* nevezzük [81, 82]. A fázisfrontok által bezárt szög – a (II.47) egyenlet  $\alpha$  szöge – függeni fog a hullámhossztól. A korábban vázolt koszinuszillesztés  $a_i$  paraméteréből az  $\alpha$  értéke könnyen kiszámolható minden hullámhosszértékre. A fázisfront-szögdiszperzió a

$$\gamma_{FF} = \frac{1}{2} \frac{d\alpha(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} \quad (\text{II.59})$$

képlet alapján számolható.

Fontos kiemelni azonban a két mérés közötti lényeges különbséget. A fázisdiszperzió mérése minden esetben relatív, az interferogram mérőkarjában elhelyezett mintára vonatkozik, míg a szögdiszperzió mérése az impulzus interferométerbe történő belépése *előtti*, abszolút állapotot méri. Ezt a mérés technikai különbséget szem előtt tartva a két mennyiség egyazon mérés során, egymástól függetlenül mérhető.

A keresztezett nyalábok interferometriáján alapuló technológiát némi módosítással a *SPIDER* és *FROG* eljárásokkal ötvözve megszületett a *diszperzív elektromosmező-pár időbeli analízisének térben kódolt változata (spatially encoded arrangement for temporal analysis by dispersing a pair of light E-fields – SEA-TADPOLE, [77])*, mely az eltérő kísérleti megvalósítás ellenére az *SSRI*-vel szinte teljesen megegyező mintázatú interferogramokat szolgáltat. A térbeli kódolás implementálása a korábbi *SPIDER* és *FROG* eljárások pontosságát jelentősen javította [45, 46, 83-85].

A fentiek alapján látható, hogy az *SSRI*-eljárás igen hatékony ultrarövid impulzusok karakterizálására. A doktori munkám egyik legfontosabb feladata az, hogy megállapítsam a módszer által elérhető mérési hibakorlátokat, valamint annak lehetőségét, hogy javítható-e a jelenlegi pontosság, akár a kísérleti berendezések paramétereinek optimalizálásával, akár a kiértékelési eljárás fejlesztésével. A kollineáris *SRI* módszer esetén már végeztek hasonló tanulmányokat [50-52]; D. Meshulach és munkatársai az *SSRI* mérési módszerről is közöltek egy összefoglaló publikációt [75]. Az interferogramok kiértékelésének módszeréről sajnos csak kevés szó esik, és a szerzők részletes hibaanalízist sem közölnek. Ennek lehetséges oka, hogy csak a viszonylag nagy diszperzióval rendelkező minta mérését mutatják be, ahol a mérés relatív hibája már nem számottevő. Ha azonban olyan anyagokat vizsgálunk, melyek diszperziója kicsiny, akkor a módszer precizitásának növelésére van szükség. A lehető

legjobb pontosság elérésének érdekében számtalan paraméter hatását gondosan figyelembe kell vennünk.

**1. célkitűzés. Doktori értekezésem első céljának az *SSRI* részletes elemzését tűztem ki, melyen keresztül megvizsgálom a módszer mérési pontosságát befolyásoló tényezőket. Modellszámításokkal meghatározom a fényforrás és a kísérleti elrendezés optimális paramétereit, amelyek mellett a *GDD* és a *TOD* mérési eredményeinek szórására minimális; továbbá sorra veszem az egyes hibaforrások hatását az elérhető legnagyobb pontosságra.**

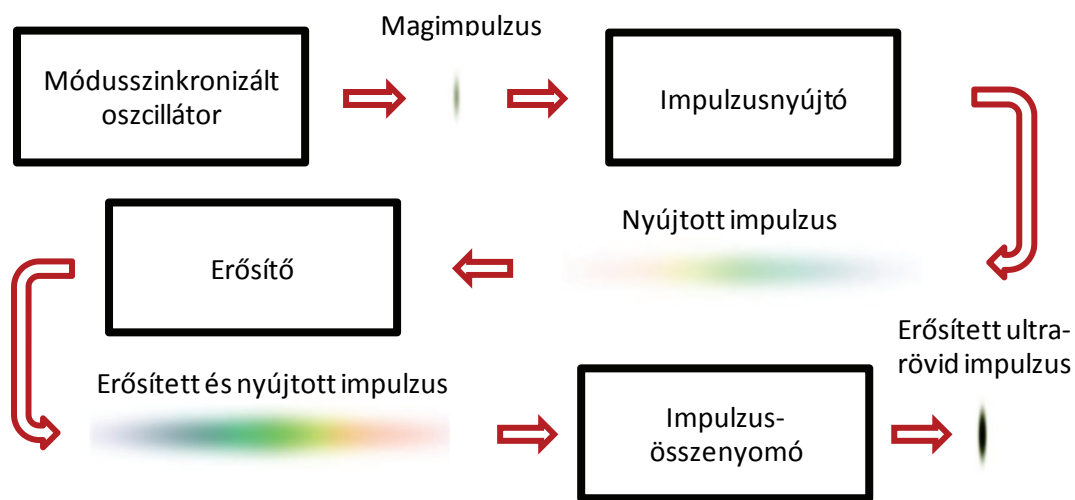
### **II.3. Impulzusterjedés fázismodulált impulzuserősítő rendszerekben**

Amint a módusszinkronizálás megvalósítása lehetővé tette az ultrarövid impulzusok előállítását, a kutatás tovább folyt a lehető legnagyobb impulzusintenzitások elérésére. Gyorsan kiderült, hogy az impulzusok közvetlen erősítése – amelyet sikeresen alkalmaztak hosszabb, nanoszekundumos impulzusok erősítéséhez – nem elég hatékony, az optikai elemek jóval az erősítés telítődése előtt roncsolódni kezdenek. Ennek áthidalására kínált megoldást G. Mourou és D. Strickland ötlete, a *fázismodulált impulzuserősítés (chirped-pulse amplification – CPA, [8])*, mely forradalmasította az erősített ultrarövid impulzusok előállításának folyamatát. A technológia számos előnyének, a hely- és költséghatékony kivitelének köszönhetően hamarosan lehetővé vált a terawatt ( $1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$ ) csúcshintenzitást elérő rendszerek rutinszerű építése kisebb lézer-laboratóriumokban is, míg a nagyobb laboratóriumok már petawatt ( $1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$ ) nagyságrendű intenzitással rendelkező impulzusokat állítanak elő.

#### **II.3.a. CPA-rendszerek általános jellemzése**

Egy CPA-rendszer legtöbb esetben három főbb szakaszból áll, melyeket a II.18. ábra folyamatábrája szemlélteti. A módusszinkronizált oszcillátort elhagyó, nJ nagyságrendű impulzusenergiával és közel transzformációlimitált időbeli alakkkal rendelkező magimpulzusok először az *impulzusnyújtón (stretcher)* haladnak végig, amelyben az egyes spektrális komponensek különböző úthosszakat futnak be, ezáltal az impulzusok időben akár több nagyságrenddel is megnyúlhatnak. Az impulzusidő hosszabbodása a (II.20) egyenletben látott módon a térerősség és ezen keresztül az intenzitás maximumának csökkenéséhez vezet;

így a megfelelő mértékben csökkentett intenzitású impulzusok erősítése optikai roncsolódás nélkül végezhető, egészen az erősítő közeg telítődéséig.



II.18. ábra. A fázismodulált impulzuserősítő rendszerek folyamatábrája.

Az *erősítési szakasz (amplifier stage)* során legtöbb esetben szilárdtest alapú erősítőközeget gerjesztünk egy nagy energiájú pumpalézer segítségével, mely az energiát a kristályon egymás után többször keresztülhaladó nyújtott impulzusnak adja át, áthaladásonként a telítéstől függően általában 1,1-10-szorosára növelve annak energiáját. Az erősítés egyik legjelentősebb hátráltató tényezője az erősítőközegben kialakuló *erősített spontán emissziót (amplified spontaneous emission – ASE)*, melyet az erősítő szakaszok tervezésénél figyelembe kell venni. Összességében egy vagy akár több erősítési szakasz alkalmazásával a nyújtott impulzusok energiája 6-9 nagyságrenddel növelhető.

Egy igen elterjedt alternatív erősítési eljárás az *optikai parametrikus fázismodulált impulzuserősítés (optical parametric chirped pulse amplification – OPCPA, [86-88])*, mely során a ns körüli időtartamra nyújtott magimpulzusokat  $\chi^{(2)}$  típusú nemlineáris kristály segítségével erősítjük. Ennek a módszernek az egyik előnye az, hogy már egyszeri áthaladás is elegendő a megfelelő erősítés eléréséhez, így elkerülhetőek a bonyolult, többszöri áthaladást igénylő rendszerek, és egyszerűbb, helytakarékosabb kivitelben megvalósítható. Ennek következtében az erősített impulzusok nyalábprofiljának minősége és időbeli kontrasztja, vagyis az impulzus csúcsintenzitásának és a háttérzaj intenzitásának aránya nagymértékben javítható. További érv az *OPCPA* mellett, hogy az erősítési spektrum igen széles spektrális tartományt ölel át; ugyanakkor nehézséget jelentenek a fázisillesztéssel és a pumpaimpulzusok szinkronizálásával kapcsolatos problémák [89].

Az optikai erősítés után, a CPA-rendszerek utolsó szakaszában az impulzusok időbeli összenyomását kell végrehajtani, erre szolgál az impulzusösszenyomó vagy kompresszor (*compressor*). Feladata alapvetően tehát ellentétes az impulzusnyújtóéval: a teljes rendszer spektrális fázistolását nullára kell visszaállítani. Emellett a nyaláb minőségének, az impulzusok térbeli és időbeli alakjának megőrzésére is alkalmasnak kell lennie, ami igen összetett feladat. A rácsos impulzuskompresszorok ötlete E. B. Treacy [90], megvalósítása és hullámoptikai leírása pedig O. E. Martinez [91, 92] nevéhez fűződik.

Az erősített ultrarövid impulzusokat alkalmazó kísérletek során minimálisnak tűnhet az az elvárás, hogy a céltárgyra érkező impulzusok transzformációlimitáltak legyenek, így az elérhető legnagyobb intenzitással rendelkezzenek. Az impulzuskompresszor elhagyása után azonban előfordulhat, hogy még számottevő távolságot kell megtenniük a céltárgyig, amelyet ha atmoszférikus nyomású levegőben tesznek meg, figyelembe kell venni az impulzusok alakjának lineáris, illetve nemlineáris terjedés során bekövetkező változását. A nem kívánt fázistorzulások elkerülése végett a kompresszort és a céltárgyig vezető utat gyakran vákuumrendszerekben valósítják meg [93-103]. A nyalábvezető vákuumrendszerek tervezésénél figyelembe kell venni a levegő, illetve a vákuumban visszamaradó gázkeverékek diszperzióját a nyomás függvényében.

**2.a. célkitűzés.** *SSRI* segítségével megmérem a levegő *SGDD*- és *STOD*-értékeit a nyomás függvényében a 0,1 mbar és 1 bar közötti tartományon. Megállapítom azokat az adott terjedési úthosszhoz tartozó nyomásokat, melyek esetén az impulzusidő kiszélesedése 2% illetve 20% alatt marad.

**2.b. célkitűzés.** Elvégzem néhány gázkeverék fajlagos diszperziójának mérését különböző koncentrációk mellett. Eredményeimet összehasonlítom a Lorentz–Lorenz-elmélet alapján várt értékekkel.

**2.c. célkitűzés.** Új együtthatókat állapítok meg nemesgázok és nitrogén törésmutatójának Sellmeier-formuláihoz azok *SGD*, *SGDD* és *STOD* méréseinek eredményeit felhasználva.

### **II.3.b. Erősített impulzusok terjedése során fellépő nemlineáris jelenségek**

Nagy intenzitású impulzusok terjedése során különösen kiemelt szerepet kap a közeg  $n_2$  nemlineáris törésmutatója. A Kerr-effektus miatt a nyalábprofil közepén, ahol nagyobb az

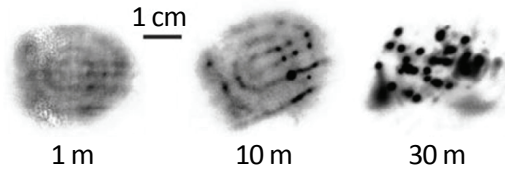
intenzitás, az elektromos mező nagyobb törésmutatót érez, mint a nyaláb kisebb intenzitású szélén. Ez a törésmutatóban bekövetkező gradiens az úgynevezett *önfókuszálódáshoz* vezet. A fókusz távolság paraxiális közelítésben, folytonos lézernyaláb esetén

$$f = \frac{\pi w_0^2 / \lambda}{\sqrt{P / P_{krit} - 1}} \quad (\text{II.60})$$

szerint számolható, ahol  $w_0$  a nyalábnyak,  $\lambda$  a központi hullámhossz,  $P$  a nyaláb teljesítménye, valamint

$$P_{krit} = \xi \frac{\lambda^2}{4\pi n_0 n_2} \quad (\text{II.61})$$

a kritikus teljesítmény, amely felett bekövetkezik az önfókuszálódás [23]. Itt  $\xi$  egy térbeli intenzitáseloszlástól függő együttható, mely Gauss-nyalábok esetén  $\xi \approx 1,8962$ .



II.19. ábra. Levegőben terjedő nagyintenzitású impulzusok nyalábprofiljában kialakuló filamentációk különböző terjedési távolságok (1 m, 10 m és 30 m) esetén. Forrás: [104].

A minimális nyalábatmérő elérése után a nyaláb nem válik divergenssé, hanem önfenntartó módon terjed tovább. Ezeket a nagy stabilitással rendelkező, néhány  $\mu\text{m}$  átmérőjű nyalábokat *filamentációknak* nevezzük [104, 105]. A II.19. ábra szemlélteti a filamentációk kialakulását egy levegőben terjedő, nagyintenzitású nyaláb intenzitásprofiljában.

A Kerr-effektus nem csak az intenzitás térbeli eloszlása miatt okoz változásokat a nyalábban, hanem az időbeli intenzitás alakja is deformálódik, hiszen pozitív  $n_2$  esetén az impulzus időbeli alakjának közepén nagyobb a pillanatnyi törésmutató, mint az impulzus elején és végén. Az ekkor bekövetkező időbeli fázistorzulás jelenségét nevezzük *önfázismodulációnak* (*self-phase modulation*). A nemlineáris torzulásokat szokás az úgynevezett *B-integrállal* jellemezni, melyet a

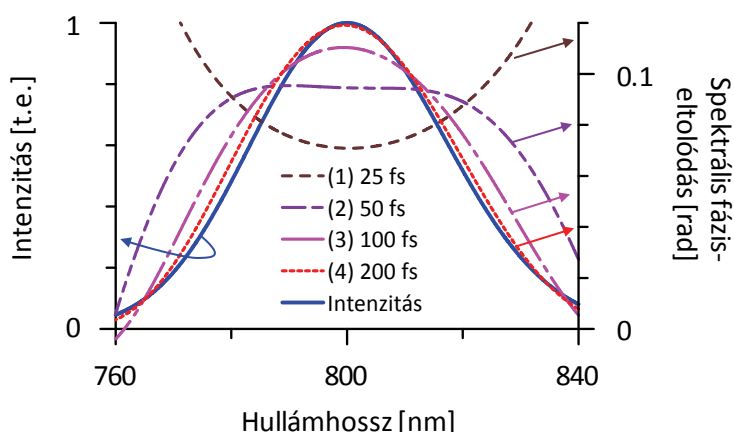
$$B(z, t) = \frac{\omega}{c} \int_0^z n_2 I(z^*, t) dz^* \quad (\text{II.62})$$

definícióval adunk meg [106], ahol a  $z$  irány menti integrálás a teljes terjedési útra vonatkozik. Az általános tapasztalat szerint a nemlineáris torzulások – kísérleti körülményektől függően – a *B-integrál* 3-5 közötti értéke körül jelennek meg. Nemlineáris

közegben történő terjedés esetén az impulzus a (II.22) egyenletben szereplő  $\Phi(z,t)$  időbeli fázisa a (II.32) egyenlet nemlineáris törésmutatójával a

$$\Phi_{NL}(z,t) = \Phi(z,t) - B(z,t) \quad (\text{II.63})$$

összefüggés szerint egészül ki. Az időbeli fázissal egyetemben az impulzusok spektrális fázisa is torzulni fog.



II.20. ábra. Egy transzformációlimitált állapotban 25 fs-os impulzus spektrális fázisának torzulása különböző impulzusidők mellett. Minél erőteljesebben nyújtott az impulzus, mivel annak alakja egyre inkább hasonlít a spektrum alakjára.

Ha azonban az időbeli alakban a spektrális komponensek jól elkülönülnek, vagyis az impulzus nyújtott, akkor az egyes komponensek fázisa az adott komponens intenzitásával arányosan változik. Ez azt eredményezi, hogy a spektrális fázisfüggvény torzulásának alakja az intenzitáspektrum alakjához fog hasonlítani. A II.20. ábra ezt a jelenséget szemlélteti különböző mértékben nyújtott impulzusok spektrális fázisának számolással meghatározott torzulásán keresztül.

Ha az időbeli és térbeli nemlineáris torzulásokat kontrollált körülmények között tudjuk tartani, akkor a nagyintenzitású impulzusok alkalmazása számos olyan kísérlet elvégzésére nyújt lehetőséget, melyek új fizikai jelenségek megfigyelésével kecsegtetnek. Ezek közé tartozik az attoszekundumos impulzusok előállítása [1, 107-109] a magasharmonikusok keltése [111-113] vagy például filamentációk [104, 105] és fehérfény-kontinuum generálása [114, 115] melyek manapság igen közkedvelt kutatási témák az erősített ultrarövid impulzusok területén. Elektronszerkezetükből adódóan a nemesgázokat sok esetben alkalmazzák ilyen kísérletekben keltő közegként különböző nyomásokon. Számos mérést végeztek eddig légtörő gázok és nemesgázok atmoszférikus nyomáson mért nemlineáris

törésmutatójának megállapítására, azonban nemesgázok  $n_2$ -jének nyomásfüggésére vonatkozó összefüggő mérésorozat eddig nem áll rendelkezésünkre.

**3. célkitűzés. Mérési elrendezést dolgozok ki gázok nyomásfüggő nemlineáris törésmutatójának SSRI-módszerrel történő meghatározására. Megmérem az argon, levegő, neon, nitrogén és xenon nemlineáris törésmutatóját 0,1 mbar és 1 bar között. Végezetül az 1 bar nyomásra vonatkozó mérési eredményeimet összehasonlítom más forrásokban található értékekkel.**

### II.3.c. A kontraszt növelése keresztpolarizált hullámok keltésével

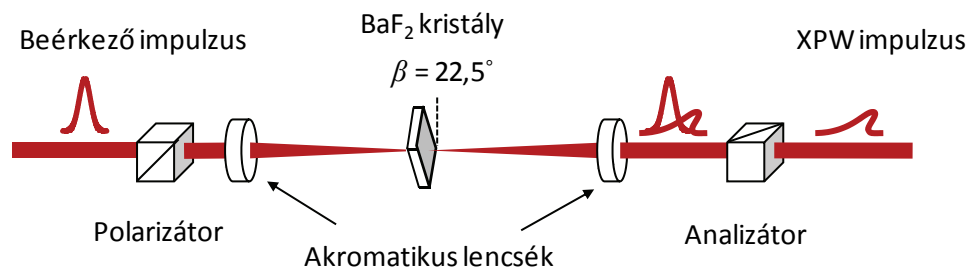
Erősített impulzusokkal végzett kísérleteknél az időbeli alakot nem csak a spektrális fázis változása torzíthatja, hanem az erősítés közben melléktermékként keletkező elő- és utóimpulzusok, melyek komoly befolyással lehetnek a kísérletek kimenetelére. Emiatt az erősítőrendszer építésekor törekednünk kell a maximális kontraszt elérésére, más szóval a lehető legnagyobb mértékben csökkentenünk kell az impulzust időben körülvevő háttérzaj intenzitását az impulzus csúcsintenzitásához képest.

Az egyik legígéretesebb eljárás a kontraszt növelésére az úgynevezett *keresztpolarizált hullámok* (*cross-polarized waves – XPW*, [116, 117]) keltése, amelyhez olyan anyag szükséges, melynek  $\chi^{(3)}$  harmadrendű nemlineáris szuszceptibilitása anizotróp. A jelenség olyan négyhullámkeverésként írható le, amely a frekvencia szempontjából degenerált, viszont polarizáció szempontjából nemdegenerált folyamatként értelmezhető. A kristályba érkező fény azonos hullámhosszú, de merőleges polarizációval rendelkező hullámokat kelt az

$$\omega^{(\perp)} = \omega^{(\text{II})} + \omega^{(\text{III})} - \omega^{(\text{I})} \quad (\text{II.64})$$

egyenlet szerint, ezeket a hullámokat nevezzük *XPW*-nek. A folyamat harmadrendű nemlinearitása miatt a hullámok az időbeli intenzitásának harmadik hatványával arányosan keletkeznek. Ez azt eredményezi, hogy a folyamat hatásfoka az impulzus csúcsintenzitásának környékén maximális, míg az impulzus előtt és után jelentősen kisebb. Ez az egyedi tulajdonság teszi lehetővé ultrarövid impulzusok akár  $10^{10}$ -t meghaladó időbeli kontrasztjának elérését, melyet már számos *CPA*-lézerrendszer építése során bizonyítottak [97, 118, 119]. Legtöbb esetben  $\text{BaF}_2$  kristályt alkalmaznak, melynek köbös kristályszerkezetéből következően lineáris optikai tulajdonságai izotrópák, így kettőtörés sem lép fel. További

előnye, hogy alkalmazása nem igényel komplikált összeállítást, a kísérleti elrendezése a II.21. ábrán látható.



II.21. ábra. *XPW* impulzusok keltésének folyamata.

A kontraszt növelése mellett az *XPW* keltés további igen hasznos tulajdonságokkal rendelkezik, ugyanis a folyamat kiválóan alkalmas az impulzus időbeli alakjának simítására is [120]. Az időbeli intenzitástól függő konverzióból kifolyólag az *XPW*-impulzusok a keltőimpulzusokhoz képest akár  $\sqrt{3}$ -szor szélesebb spektrummal rendelkeznek, emiatt a transzformáció-limitált impulzusidő is  $\sqrt{3}$ -szor rövidebb [121]. Továbbá, ha egy helyett két, egymáshoz képest  $45^\circ$ -os szöggel elforgatott kristályt helyezünk közvetlenül egymás mögé, akkor 30%-os konverziós hatások is elérhetővé válik [122]. Ezek a tulajdonságok az *XPW*-keltést a jelenleg tervezés alatt álló nagyteljesítményű lézerrendszerek (többek között a Szegeden épülő *Extreme Light Infrastructure* [123, 124]) szerves részévé tehetik.

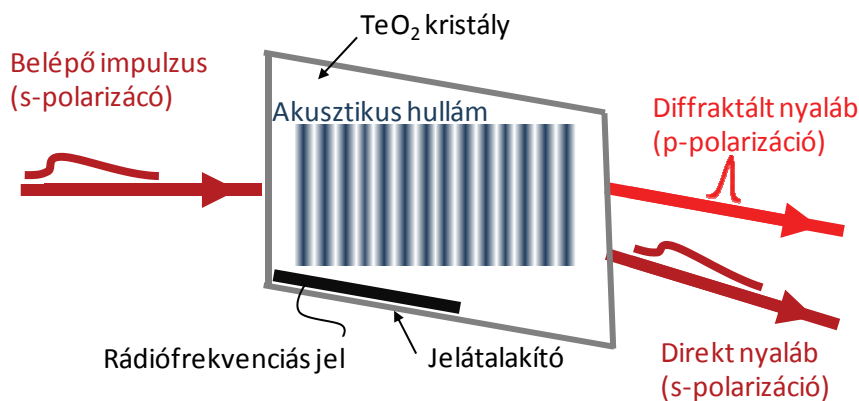
Az *XPW*-impulzusok keletkezésénél döntő szerepet játszik a keltőimpulzusok spektrális fázisa, ugyanis ha az impulzus jelentősebb másod- és magasabb rendű fázistorzulással rendelkezik (30 fs-os impulzushossz esetén  $|GDD| > 325 \text{ fs}^2$ , illetve  $|TOD| > 17500 \text{ fs}^3$ ), akkor a konverziós hatások erőteljes csökkenést mutat [125]. A konverziós hatások csökkenése mellett az jelenthet még problémát az *XPW*-keltésen átesett impulzusokat alkalmazó kísérletek számára, ha az *XPW*-keltés folyamata a hordozó-burkoló fázis értékét befolyásolná. A jelenséget leíró elméletek ugyan ennek megmaradását jósolják, de ennek kísérleti megerősítése még nem történt meg.

**4. célkitűzés.** Két, egymástól független, az *SSRI*-módszerre alapuló mérési elrendezés használatával kísérletileg igazolom, hogy a keltett *XPW*-impulzusok *CEP*-értéke csak a keltő impulzusok *CEP*-értékétől függ, magától a keltés folyamatától azonban nem.



### II.3.d. A spektrális fázis szabályozása *AOPDF* segítségével

A *CPA* rendszerek impulzusnyújtó és -összenyomó egységeinek rácsaival vagy prizmaival igen körülményes a spektrális fázis pontos visszaállítása és szabályozása, pontosabban a magasabb rendű fázisderiváltak egymástól független vezérlése, ezért egyre nőtt az igény olyan eszközök kifejlesztésére, melyekkel a spektrális fázis finomhangolása könnyen megoldható. Számos megoldási javaslat született, például az impulzusnyújtó illetve -összenyomó rendszerek Fourier-síkjában elhelyezett folyadékkristályos szabályzók [126, 127], fényvel indukált impulzusformáló eszközök [128, 129], hőmérsékletvezérelt üvegtömb [78], vagy deformálható tükrök [130, 131]; végül azonban a *programozható akusztóoptikai diszperziós szűrők* (*acousto-optical programmable dispersive filter – AOPDF*, [132]) alkalmazása terjedt el igen széles körben. Az *AOPDF* kiválóan alkalmas *CPA*-rendszerek kompresszió előtti szakaszaiban az impulzusok spektrális fázisának és ezen keresztül időbeli alakjának pontos beállítására éppúgy, mint az impulzus amplitúdójának vezérlésére [133, 134].



II.22. ábra. Egy *AOPDF* működésének sematikus rajza.

A diszperzió kompenzálása mellett *CEP*-stabilizálásra [135, 136] és néhány ciklusú impulzusok karakterizálására is kiválóan alkalmazható [137]. Felhasználási köre nem korlátozódik az infravörös tartományra, léteznek a látható és ultraibolya spektrális tartományon működő *AOPDF*-ek is [138, 139].

Az infravörös tartományra tervezett eszköz működése egy kettőtörő TeO<sub>2</sub> kristályban, a belépő fényvel kollinearisan terjedő akusztikus hullám diffrakciós hatásán

alapszik, melyet rádiófrekvenciás jel segítségével hozunk létre (lásd II.22. ábra). A belépő fényt és az akusztikus hullám kölcsönhatását a

$$\mathbf{k}_{be} + \mathbf{k}_{ao} = \mathbf{k}_{diff} \quad (\text{II.65})$$

egyenlet írja le, ahol  $\mathbf{k}_{be}$ ,  $\mathbf{k}_{ao}$  és  $\mathbf{k}_{diff}$  a belépő nyaláb, az akusztikus hullám, illetve a diffraktált nyaláb hullámvektora. A fázisillesztés feltételének teljesülése esetén a különböző hullámok közötti csatolódás következtében a diffraktált nyaláb polarizációja a belépő fény rezgési síkjára merőleges lesz [140]. A diffraktált fény elektromos térerősségének nagysága az

$$E_{diffraktált}(t) \propto E_{belépő}(t) \otimes S(t/\sigma) \quad (\text{II.66})$$

összefüggés szerint az  $E_{belépő}(t)$  belépő elektromos térerősség és az  $S(t/\sigma)$  rádiófrekvenciás jel konvolúciós szorzatával arányos [133]. A

$$\sigma = (n_{eo} - n_o) \cdot \frac{v}{c} \quad (\text{II.67})$$

egy skálázási faktor, amely az  $n_{eo}$  extraordinárius és  $n_o$  ordinárius törésmutató különbségének és az akusztikus hullám  $v$ , illetve a fény  $c$  vákuumbeli terjedési sebességeiből számolt hányados szorzataként számolható ki, értéke a  $\sigma \approx 10^{-7}$  nagyságrendbe esik. A frekvenciatérben a (II.66) egyenlet az

$$E_{diffraktált}(\omega) \propto E_{belépő}(\omega) \cdot S(\sigma\omega) \quad (\text{II.68})$$

formában írható fel. Ha a belépő fény szélessávú impulzus, akkor rádiófrekvenciás jelgenerátort alkalmazva  $\sigma$  szerint megfelelően skálázott elektromos impulzust kell előállítanunk. A kristályban terjedő, a fénysebességhez képest gyakorlatilag mozdulatlan akusztikus hullám felveszi a rádiófrekvenciás jel időbeli alakját. A rádiófrekvenciás jel vezérlésével az akusztikus hullám csörpölhető, ily módon hossza tetszőlegesen változtatható. Ezzel azt érzük el, hogy a fény különböző frekvenciájú komponensei az általunk meghatározott helyen fognak diffraktálni. Mivel a kölcsönhatás után a fény már extraordinárius sugárként az ordináriustól eltérő terjedési sebességgel halad tovább, a diffrakció helyének változtatásával a diffraktált impulzusok spektrális fázisa a kívánt alakúra formálható.

Széleskörű használata ellenére – egy konferenciaanyagtól eltekintve [141] – nem áll rendelkezésünkre az AOPDF eszköz pontosságáról és esetleges nyalábdeformáló hatásairól készített átfogó publikus tanulmány. A kristály kialakítása – egész pontosan a szöveget bezáró elő- és hátlap, valamint a hullámhosszfüggő diffrakciós szög – azonban arra enged

következtetni, hogy a diffraktált nyaláb szögdiszperzióval rendelkezhet. Figyelembe véve azt, hogy a diffrakció után a spektrális komponensek terjedési sebessége is az extraordinárius törésmutató szerint alakul, továbbá hogy az akusztikus hullámok hossza függ a csörp nagyságától, a komponensek optikai útja is más és más lehet; előfordulhat az is, hogy a szögdiszperzió függ a rádiófrekvenciás jel beállított fázistulajdonságaitól.

**5. célkitűzés. Mérésekkel megállapítom egy programozható *AOPDF* eszköz beállítási pontosságát, és a visszamaradó szögdiszperzióját, majd a kapott eredményeket összehasonlítom modellszámításaim alapján várt értékekkel.**

### III. ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK

Az értekezés első felében áttekinttem az ultrarövid lézerimpulzusok terjedésének jellemzéséhez szükséges ismereteket, majd részletesen bemutattam az *SSRI*-módszert és elhelyeztem az ultrarövid impulzusok spektrális fázisának, illetve a *CPA*-rendszerekben használatos optikai elemek fázistolásának mérésére szolgáló diagnosztikai módszerek között. Ebben a fejezetben az *SSRI*-eljárás fejlesztése során elért eredményeimet veszem sorba. Szisztematikus modellezésekkel megállapítom az eljárás pontosságának technikai korlátait. Bemutatom a modellezésekhez és további mérések kiértékeléséhez összeállított új algoritmust, mellyel a lehető legjobb pontosság érhető el. A második alfejezetben a megnövelt pontosságú mérési eljárással megállapítom a levegő fázisdiszperziós együtthatóit, majd néhány további gáz Sellmeier-együtthatóit, valamint gázkeverékek diszperzióját. Ezt követően a harmadik részben néhány gáz nemlineáris törésmutatójának megállapítására végzek méréseket. A negyedik rész az *XPW*-folyamat során keletkező impulzusok hordozóburkoló fázisának vizsgálatát mutatja be. Végül az ötödik fejezetben meghatározom, hogy az *AOPDF* eszköz az ultrarövid impulzusok spektrális fázisának vezérlését milyen pontossággal végzi el, valamint azt, hogy eközben a nyaláb mekkora szögdiszperzióval rendelkezik.

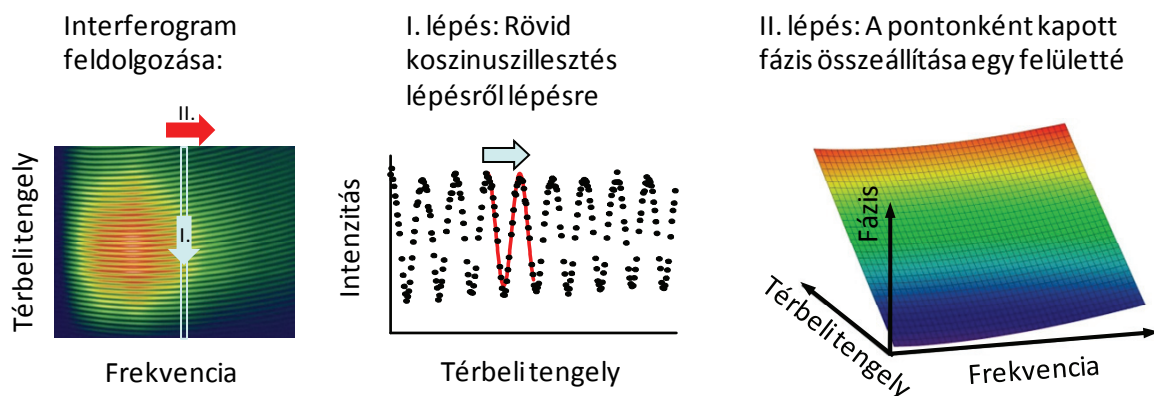
#### III.1. Az *SSRI*-eljárás pontossága és korlátai

A II.2.c alfejezetben már részletesen ismertetett *SSRI*-módszer alapvetően diszperzív anyagok spektrális fázistolásának szélessávú, relatív mérésére alkalmazható. Kísérleti összeállítása egy Mach–Zehnder-interferométer és egy kétdimenziós detektorral rendelkező leképző spektrográf kombinációján alapszik. Az ilyen módon létrehozott spektrálisan és térben bontott mintázatot számítógépes algoritmus segítségével kell feldolgoznunk. Az egyik legkézenfekvőbb megoldás, az *SSRI*-interferogramok oszloponkénti koszinuszillesztésén alapuló kiértékelési módszere minden hullámhosszértéknél megállapítja mintázat térbeli pozícióját, illetve ez alapján egy kijelölt pontbeli fázisát. A módszer részletes leírása a

II.2.c alfejezetben, továbbá a [70] közleményben található. Ennek az algoritmusnak az az előnye, hogy a kód gyorsan előállítható a legtöbb programozási nyelven, hasonlóan a Fourier-transzformációs kiértékelési algoritmusokhoz [48, 77], valamint az, hogy az interferométer minimális módosításával a fázisfront szerinti szögdiszperzió abszolút mérésére is alkalmas, mivel az interferenciacsíkok periódusát is megadja a hullámhossz függvényében [82]. Ha a nyaláb nem rendelkezik szögdiszperzióval, akkor az interferáló impulzusok terjedési irányai által bezárt szög minden hullámhosszra azonos; az interferenciacsíkok periódusa így a hullámhosszal lesz arányos. Az egyszerű koszinuszillesztésre épülő módszer azonban csak síkhullámok esetén adhat pontos eredményt. Ha a fázisfrontok görbültek, akkor az *SSRI*-csíkok periódusa az  $y$  térbeli tengely mentén változik, amire az állandó frekvenciájú  $f(x)=a \cdot \cos(b \cdot x+c)+d$  típusú függvény illesztése gyenge korrelációs együtthatót ad. Ha figyelembe vesszük, hogy az ultrarövid impulzusok Gauss-nyalábként terjednek, így görbült fázisfronttal rendelkeznek, szükségszerűnek tűnik egy olyan kiértékelés kidolgozása, mellyel a fázisfront görbületéből származó hiba kiküszöbölhető.

### III.1.a. Fázisfelület-térképezésen alapuló kiértékelési eljárás

A görbült fázisfelületek miatt fellépő pontatlanság elkerülése végett olyan algoritmust dolgoztam ki, mely az interferogramok teljes kétdimenziós fázistérképét kiszámolja, azaz a fázist nem csak a hullámhossz függvényében állapítom meg, hanem az  $y$  térbeli irány szerint is.

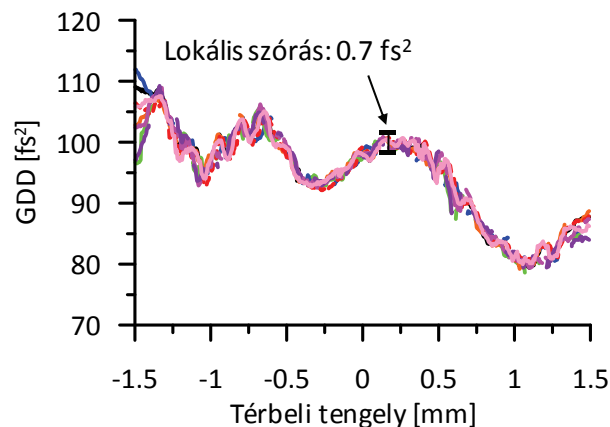


III.1. ábra. A fázisfelület-térképezésen alapuló eljárás főbb lépései.

Az algoritmus lépésről lépésre történő koszinuszillesztést hajt végre a (II.49) egyenlet alapján normalizált interferogramon, melyet a III.1. ábra szemléltet. Az egy lépésen belüli illesztési tartomány hosszának elegendően rövidnek kell lennie ahhoz, hogy a helyes lokális fázist adja, ugyanakkor kellően hosszúnak is ahhoz, hogy a görbe koszinusz-alakja

felismerhető legyen: ennek megfelelően másfél periódus hosszúságú illesztési tartományt választottam. Minden illesztési lépés során a legkisebb négyzetek módszerét alkalmazva meghatározom a tartomány középső adatpontjához tartozó fázist, periódust, amplitúdót és az addicionális konstans értékét, valamint az illesztés pontosságát jellemző paramétereket (pl. az  $R^2$  értékét, az eltérések négyzetes átlagát, az illesztési együtthatók konfidencia-intervallumát), és ezek alapján a fázis további felhasználásához súlyozási mátrixot hozok létre. Erre azért van szükség, mert az alacsony láthatóságú helyeken (általában a spektrum szélein) nagyobb az illesztett fázis bizonytalansága, ami a spektrális fázisra történő polinomillesztés magasabb rendű együtthatóinak pontosságát jelentősen rontja.

A másfél periódusnyi intervallum az illesztést követően csak egy adatponttal mozdul tovább az aktuális oszlopon belül, így a következő illesztés a következő pixelre fog vonatkozni, pontosabban annak illesztési intervallumra vett átlagértékére. Ez az átlagolás segít a fázis zajának csökkentésében is. Miután a lépésről lépésre történő illesztés végighaladt az aktuális oszlopon, az algoritmus mindig továbblép a következő oszlopra, ezáltal végighalad az egész interferogramon.



III.2. ábra. A különböző színnel ábrázolt, kilenc egymás után felvett interferogram  $GDD$ -jének térbeli függése jól elkülönül a  $GDD$  lokális ingadozásától, melynek értéke jelen esetben kb.  $0,7 \text{ fs}^2$ . A  $GDD$  ilyen jellegű térbeli modulációját okozhatja például a nyaláb apertúrán történő elhajlási képe.

A teljes interferogram feldolgozása után a kapott fázisfelületre soronként, tehát a térbeli tengely mentén haladva harmad- vagy magasabb rendű polinom illesztése következik a fázisfelület pontjainak lokális illesztési pontosságából számolt súlyozás figyelembevételével. Az illesztett polinom együtthatóiból a spektrális fázis Taylor-sorfejtése szerint a  $GD$ ,  $GDD$ ,  $TOD$  stb. meghatározható minden  $y$  térkoordináta-értékhez. Ezzel a módszerrel lehetővé válik a fázisderiváltak térbeli függésének vizsgálata, ezáltal a nyaláb térbeli diagnosztikája. az időben változó, véletlenszerű zajok hatása gyakran előidézhet térbeli függésnek látszó

eltéréseket; ez viszont kiszűrhető több, egymás után felvett interferogram összehasonlításával. A III.2. ábrán ennek szemléltetését láthatjuk.

A fázisfelület-térképezés előnyeit összefoglalva megállapíthatjuk, hogy kiváló lehetőséget nyújt a teljes fázisfelület vizualizálásra, mellyel az ultrarövid impulzusok fázistorzulásával járó jelenségek hatása jól szemléltethetővé válik. A maximális számú fázis-adat és annak illesztési bizonytalanság szerinti súlyozása az eredmények alapos hibaanalízisét teszi lehetővé, azaz nem csupán a fázisderiváltak értékét kapjuk meg, hanem azok szórását és térbeli függését is. Végül, de nem utolsó sorban az új algoritmus elősegíti a gyors és automatizálható adatfeldolgozást, így a felhasználónak nem kell interferogramonként újra beállítania a kiértékelési területet és ellenőrizni az illesztés pontosságát. Ezeket figyelembe véve megállapítható, hogy az *SSRI*-eljárás kiválóan alkalmas kicsiny diszperzióval rendelkező anyagok nagy pontosságú karakterizálására. A lehető legjobb eredmények eléréséhez szükség van a kísérleti körülmények optimalizálására ugyanúgy, mint a kiértékelő algoritmus vizsgálatára.

A kísérleti és a kiértékelési paraméterek hatásának vizsgálatához olyan interferogramokat hoztam létre Monte–Carlo-módszeren alapuló számítógépes szimulációval, melynek mérete ( $1280 \times 1024$  képpont) és színmélysége (10 bit, azaz a detektált intenzitás értéke 0-tól 1023-ig terjedő egész számot vehet fel) megegyezik a későbbi mérések során alkalmazott kameráéval. A szimulációk során általános kísérleti körülmények mellett számoltam, melyek értéke – ha külön nincs részletezve – minden esetben változatlan. A spektrográf spektrális felbontását  $0,11 \text{ nm/pixel}$ nek, térbeli felbontását  $6,7 \text{ } \mu\text{m/pixel}$ nek vettem. A modellezett nyaláb spektruma és térbeli eloszlása is Gauss-függvény alakú volt, míg spektrális félértékszélessége  $70 \text{ nm}$ . Az interferáló impulzusok között bezárt szög akkora, hogy maximális láthatóság mellett az interferogramon 20 interferenciacsík jelenik meg. Az így létrehozott interferogramokat a fázisfelület-térképezésen alapuló algoritmussal értékeltem ki. A kapott fázisderiváltakat összehasonlítottam a szimulált interferogramok generálása során megadott  $GDD = 300 \text{ fs}^2$  és  $TOD = 2000 \text{ fs}^3$  értékekkel. Mivel legtöbb esetben nagyszámú szimuláció eredményeként a visszakapott értékek átlaga jól megegyezett a kiindulási értékkel, az átlagos eltérésre jellemző szórást adtam meg, amely jobban szemlélteti egy adott paraméter változtatásának hatását.

### III.1.b. Digitalizálási és számábrázolási hiba

Az első, elkerülhetetlen hibaforrás a számítógépes feldolgozásból ered. Egyrészt az analóg jel digitálissá alakítása során fellép egy kerekítési hiba, hiszen a kamera 10 bites jellel alakítja a pixelenként detektált fényerősséget. Másrészt a kiértékelés illesztési folyamata során, már lebegőpontos számábrázolással tárolt számok is rendelkeznek bizonyos pontatlansággal, melynek minimalizálása végett 8 byte-os adatméretet választottam. A fentiekben vázolt körülményeket figyelembe véve ezek a hibaforrások a *GDD* mérési pontosságát  $0,02 \text{ fs}^2$ -re, a *TOD* szórását pedig  $0,7 \text{ fs}^3$ -re korlátozzák. Az említett paraméteres esetén ezek a számok tekinthetőek a diszperziós együtthatók elméletileg elérhető legjobb pontosságának.

### III.1.c. A detektor zajának hatása a kiértékelés pontosságára

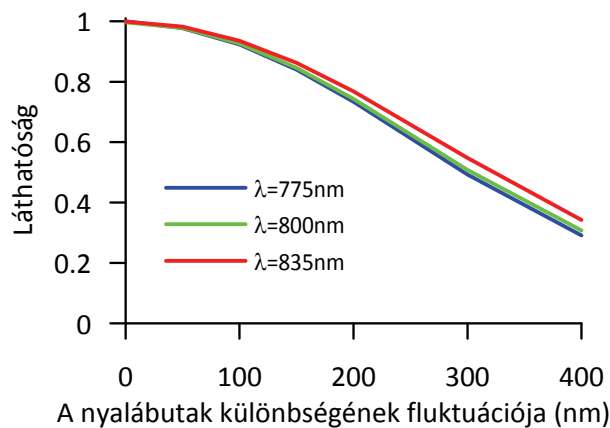
Az egyik legdominánsabb és csak igen költségesen, hűtéssel mérsékelhető hibaforrás a *CCD*-kamera zaja. A zajnak a hőmérséklet miatt fellépő elektronmozgás mellett számos más forrása lehet, például különböző képpontméret és érzékenység, inhomogén képponteloszlás, eltérő töltöttségi és telítődési szint, sötétáram, fotonzaj stb. [142], melyek összessége jó közelítéssel normál eloszlást eredményez. Az elérhető legjobb jel-zaj arányt a zaj négyzetes középértékével (*root mean square – RMS*) jellemezhetjük, amely a lehetséges legmagasabb jelszinthez tartozó zaj eloszlásának félértékszélessége a jel értékéhez képest [143]. A zaj hatásának figyelembevételéhez a szimulációkat öt különböző zajszint mellett hajtottam végre, melyek *RMS*-értéke 0,05%-tól 5%-ig terjed. Összehasonlításként, egy tipikus, tudományos célokra alkalmazott kamera zajának *RMS*-értéke hűtés nélkül 1%, hűtéssel 0,1% alá csökkenthető.

### III.1.d. Az interferogramok láthatósága

A detektor zajából és a számítógépes feldolgozásból adódó alapvető korlátozó tényezők megállapítása után az interferencia láthatóságának hatását vizsgáltam meg. Az interferencia láthatóságát a maximális és minimális intenzitások különbségének és összegének hányadosaként számolhatjuk. Értéke akkor lehet maximális, ha az interferáló nyalábok intenzitása azonos és az impulzusok közötti fáziskülönbség a detektor expozíciós ideje alatt állandó. Az állandóan jelen lévő, kisebb-nagyobb mechanikai rezgések, a nyalábirány változása, valamint a levegő törésmutatójának hőmérsékleti ingadozásai miatt ez valós kísérleti körülmények között nem teljesül [144]. Mérési tapasztalatok szerint [145] az interferométer karjai közti optikaiúthossz-különbség általában néhány-száz tíz nm nagyságú, csak ritkán éri el a  $\mu\text{m}$ -es nagyságrendet. Az optikaiúthossz-változás lényegében a hordozó-

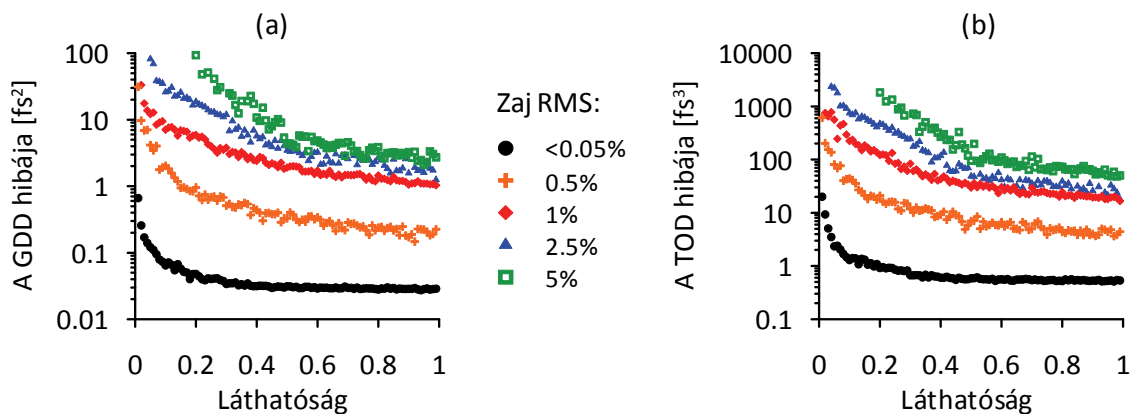


burkoló fázisra van hatással, ezen keresztül pedig az interferenciamintázat térbeli pozícióját érinti. Ha az intenzitásmaximumok pozíciója impulzusról impulzusra változik, és a detektor expozíciós ideje alatt ezek összeintegrálódnak, akkor elmosódott képet kapunk, vagyis az interferenciakép láthatósága gyengül. A III.3. ábra azt szemlélteti, hogy azonos intenzitással rendelkező nyalábok esetén az interferenciamintázat láthatósága különböző hullámhosszknál hogyan függ az a terjedés tengelyén mért, impulzusok közötti távolság fluktuációjától. Mivel a fáziskülönbség arányos az impulzus komponenseinek optikai frekvenciájával, látható, hogy a spektrum rövidebb hullámhosszú részén nagyobb a hordozó-burkoló fázis fluktuációja, ennek következtében a láthatóság valamivel nagyobb mértékben csökken az optikaiúthossz-különbség fluktuációjának növekedésével.



III.3. ábra. Interferenciacsíkok láthatósága a nyalábút-különbségek fluktuációja függvényében, modellszámítások alapján. A szimulációk 128 interferogram szuperpozíciójának eredményét mutatják.

A csíkok alakját ugyan ez nem befolyásolja [145, 146], a kiértékelési hibára azonban hatással van. A kiértékelés pontossága közvetlenül nem függ a láthatóságtól, hiszen zaj- és digitalizálási hibától mentes esetben elméletileg az illesztés pontossága független a



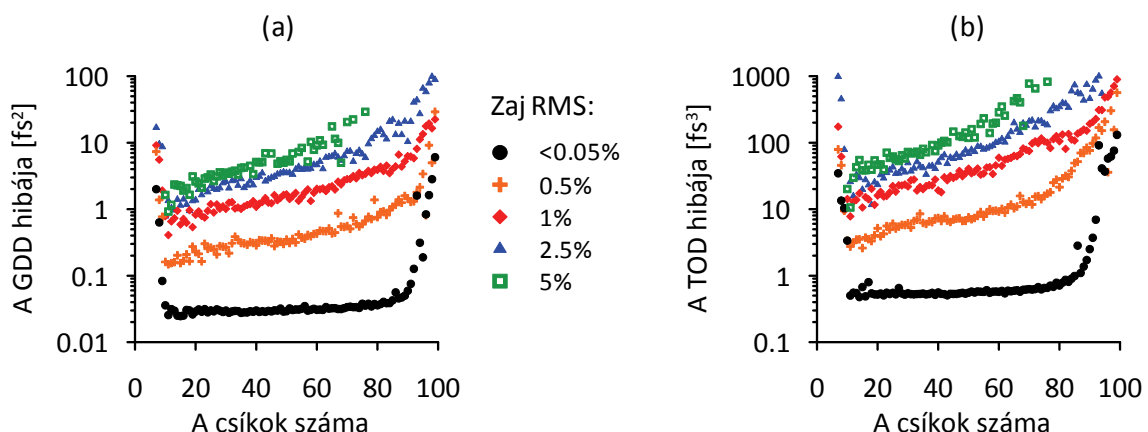
III.4. ábra. Szimulált interferogramok kiértékelési pontossága az interferencia láthatóságának függvényében különböző nagyságrendű zajszintek esetén.

koszinuszos moduláció amplitúdójától. Az általam végzett szimulációk is megerősítik ezt a megállapítást; a lehető legkisebb zaj mellett, kizárólag digitalizálásból származó hibával számolva 0,3-nál nagyobb láthatóság mellett a kiértékelés pontossága a láthatóságtól függetlenül a már korábban megállapított minimális értékek: a  $GDD$  0,02  $fs^2$ , a  $TOD$  pedig 0,7  $fs^3$ . Ezt és a nagyobb zaj mellett modellezett interferogramok kiértékelési pontosságát a III.4. ábra mutatja.

A III.4. ábráról leolvasható, hogy túlságosan nagy, 1% feletti zajszintek olyan mértékben lerontják a kiértékelés pontosságát, hogy maximális láthatóság mellett sem kapunk megbízható mérési eredményt. A kísérleti gyakorlatban megszokott zajszintek esetén pedig a láthatóságot célszerű legalább 0,5 feletti értéken tartani a megfelelő pontosságú eredmények eléréséhez. Az optikaiúthossz-különbség fluktuációját jelentősen csökkenti, ha az interferométert izoláljuk a laboratórium levegőjétől, amelyben a szükségszerű légkondicionálás miatt gyakorta tapasztalható jelentős légmozgás. Ha ez sem elegendő, akkor a mechanikai vibrációk csökkentése, stabilabb optikai asztal használata jelenthet megoldást.

### III.1.e. A térbeli moduláció sűrűségének optimalizálása

A nyalábok közötti szög változtatása révén lehetőségünk van az interferencia térbeli modulációját kísérletileg módosítani. Ha csökkentjük a bezárt szöget, akkor a csíkok egyre ritkulnak, végül kollineáris esetben a koszinuszos moduláció megszűnik, ekkor a koszinusz-illesztés hibás eredményt fog adni. Ha viszont növeljük a szöget, a modulációs sűrűsége növekszik, de ezzel együtt a lokális fázis meghatározásának bizonytalansága is emelkedik. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy létezik olyan modulációs sűrűség, amely mellett



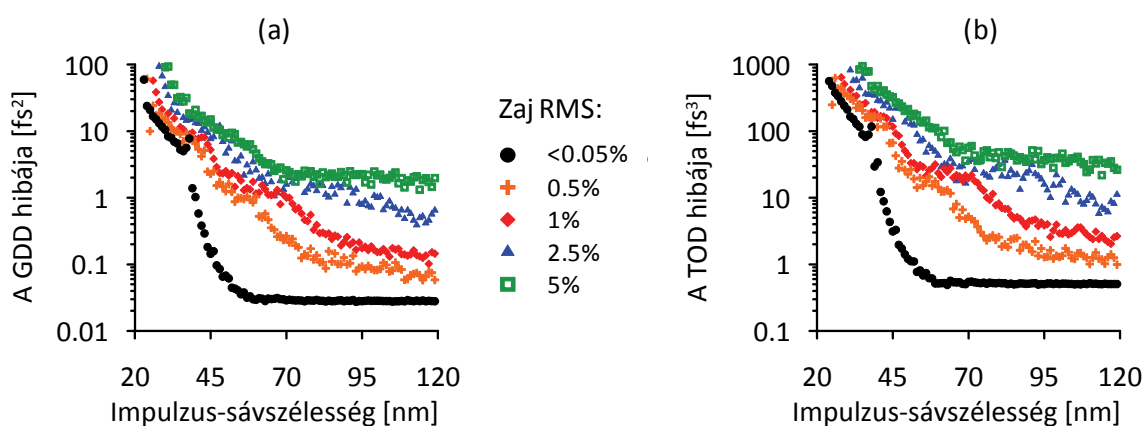
III.5. ábra. A szimulációval készített interferogramok kiértékelési pontossága az interferenciacsíkok számának függvényében, különböző nagyságrendű zajszintek esetén.

az *SSRI*-interferogramok kiértékelésének pontossága maximális, így méréseink kísérleti megvalósítását ezen optimalizált szög szerint célszerű beállítanunk.

Az optimális beállítás szöge leginkább a detektor térbeli felbontásától függ, ugyanis ez adja meg a maximális modulációs sűrűséget. A modellezett kamera a térbeli tengely mentén 1024 képponttal rendelkezik, így ez határozza meg az interferenciacsíkok felbontását. A III.5. ábrán látható a kiértékelés pontossága az interferenciamintázat modulációs sűrűségének függvényében. Megállapíthatjuk, hogy kb. 10-15 interferenciacsík eléréséig a hiba meredeken csökken, majd egy minimumot elérve a csíksűrűség emelkedésével lassan növekszik. A legjobb pontosságot akkor kapjuk, ha körülbelül 15-20 csíkot állítunk be az interferogramon, de kielégítő eredményt kapunk akkor is, ha az interferenciacsíkok száma 10 és 80 közé esik. A legoptimálisabb eset, azaz 15 interferenciacsík – a kamera felbontását figyelembe véve – 68 képpont méretű távolságot jelent két interferenciacsúcs között.

### III.1.f. A fényforrás sávszélessége

A térbeli felbontás mellett annak is rendkívüli szerepe van, hogy a vizsgált fényforrás spektruma mennyire széles, illetve hogy mennyire tölti ki a spektrográf spektrális tartományát. Mivel a diszperziós együtthatók közvetlenül a spektrális fázisra történő polinom-illesztésből adódnak, így könnyű belátni, hogy ebben az esetben a spektrum két szélén, a még éppen kiértékelhető fázisértékek spektrális távolsága játszik kritikus szerepet. Nagy kiértékelési pontosságot akkor érhetünk el, ha minél szélesebb spektrummal rendelkező fényforrást alkalmazunk.



III.6. ábra. A fényforrás sávszélességének hatása szimulált interferogramok kiértékelési pontosságára különböző nagyságrendű zajszintek esetén.

A III.6. ábrán 20 nm és 120 nm közötti sávszélességgel rendelkező szimulált interferogramok kiértékelési pontossága látható különböző mértékű jel-zaj arányok esetén,

140 nm spektrális sávszélességgel rendelkező spektrográfot feltételezve, ami 0,11 nm/pixel felbontásnak felel meg. Jelentős zajjal rendelkező kamerák esetén 70 nm-es sávszélesség alatt a pontosság nagymértékben romlik, zajmentes detektorok alkalmazásakor viszont 50 nm felett lényegében független a sávszélességtől.

### III.1.g. Hullámhossz-kalibrációból adódó pontatlanságok

A spektrográf hullámhossz-kalibrációja szintén rendelkezik bizonyos mérési hibával, amely a detektor véges felbontásából, illetve a kalibrációs lámpa spektrumvonalainak a rés méretétől, valamint az alkalmazott akromátok paramétereitől függő elmosódottságából származik. Csak akkor kapunk éles spektrumvonalakat, ha a rés szélessége a detektálni kívánt spektrális tartományhoz tartozó hullámhosszak nagyságrendjébe esik. Ekkor azonban kevés fény jut át a résen, így a spektrumvonalak csak gyengébb jel-zaj arány mellett detektálhatóak, ez pedig tovább csökkenti a kalibráció pontosságát.

A kollineáris spektrális interferometria [51] esetéhez hasonlóan, a spektrális kalibráció hibája továbbterjed a diszperziós együtthatók értékére is, melyek hibájának megállapításához tételezzük fel, hogy a mérési hibával terhelt és a valós kalibráció különbözik: a kalibrációs lámpa spektrumvonalainak pozíciójából a spektrográf kalibrációjára a

$$\lambda_M(i) = \lambda_M + i \cdot \Delta\lambda_M \quad (\text{III.1})$$

alakú, legkisebb négyzetek módszerével illesztett összefüggést használjuk a fázisderiváltak méréséhez, ahol  $i$  a detektor  $i$ -edik pixeloszlopához tartozó indexet jelöli; a valós hullámhossz-kalibrációt pedig a

$$\lambda(i) = \lambda + i \cdot \Delta\lambda \quad (\text{III.2})$$

kifejezés adja meg. Ha a (III.1) és (III.2) kalibrációs egyenletek polinomegyütthatói eltérnek, akkor a mért  $GDD_M$  és  $TOD_M$  is különbözhet a valós  $GDD$  illetve  $TOD$  értékétől, melyeket a mért értékeket felhasználva a

$$GDD \approx \left[ GDD_M + TOD_M \cdot 2\pi c \left( \left( \frac{1}{\lambda_M} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \left( \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_M} \cdot \frac{\lambda_M^2}{\lambda^2} \right) - \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right) \right] \left( \frac{\Delta\lambda_M}{\Delta\lambda} \right)^2 \left( \frac{\lambda}{\lambda_M} \right)^4 \quad (\text{III.3})$$

és a

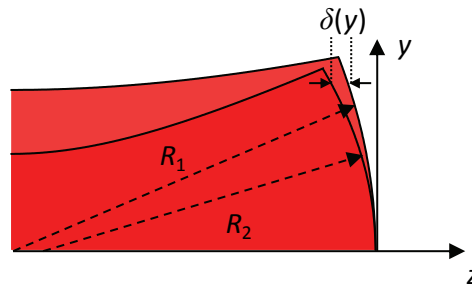
$$TOD \approx TOD_M \cdot \left( \frac{\Delta\lambda_M}{\Delta\lambda} \right)^3 \cdot \left( \frac{\lambda}{\lambda_M} \right)^6 \quad (\text{III.4})$$

összefüggésekkel közelíthetjük. A (III.3) egyenletben szereplő  $\lambda_0$  a spektrális fázis Taylor-sorfejtéséhez tartozó központi hullámhosszat jelöli.

Tipikus kalibrációs eljárás során a tengelymetszet relatív hibája 0,01% ( $\approx 0,1$  nm), a meredekség pedig 0,1% ( $\approx 10^{-4}$  nm/pixel) pontossággal állapítható meg. Ezekkel a hibákkal számolva a *GDD* 0,13%-kal, a *TOD* pedig 0,25%-kal tér el a szimulációkhoz használt fázisderiváltak értékétől ( $GDD = 300$  fs<sup>2</sup>,  $TOD = 2000$  fs<sup>3</sup>). Ha azonban más diszperziós értékeket vizsgálunk, a hiba is jelentősen változhat, mivel a (III.3) egyenlet alapján a *GDD* kalibrációból adódó pontatlansága függ a *TOD* mért értékétől.

### III.1.h. Gauss-nyalábok görbült fázisfrontjának hatása

Az eddigi modellezéseim során az impulzusok fázisfrontjait síkhullámokkal közelítettem. A valósághoz közelebb álló modellt kapunk, ha az interferáló nyalábokat Gauss-nyalábként vizsgáljuk. A különböző úton haladó nyalábok görbületi sugarai eltérhetnek az optikai elemek felületeinek hibahatáron belüli görbültsége miatt vagy aszimmetrikus interferométerekben a karhosszak közötti jelentősebb útkülönbség esetén.



III.7. ábra. Eltérő fázisfront-görbülettel rendelkező Gauss-nyalábok.

A terjedés irányára merőleges *y* tengely mentén a fázisfrontok között úthosszkülönbség alakul ki, melyet a III.7. ábra jelölései alapján az

$$\delta(y) = \frac{R_1 - R_2}{2R_1R_2} y^2 \quad (\text{III.5})$$

alakban írhatjuk fel. Ez az úthosszkülönbség térfüggő fáziskülönbséget eredményez a detektált interferogramon, amelyet ha figyelembe veszünk az interferenciamintázat intenzitás-eloszlásának leírásában, a (II.47) kifejezést a

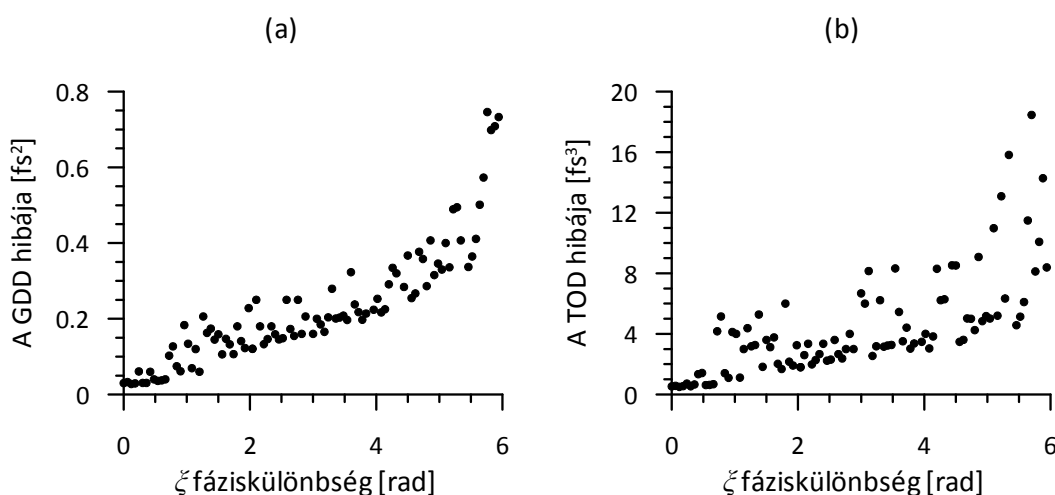
$$\varphi_{interferogram}(y, \omega) = \varphi_M(\omega) - \varphi_R(\omega) + (y - y_0) \cdot \alpha \omega n^{köz} / c + \omega n^{köz} / c \cdot \frac{R_1 - R_2}{2R_1R_2} y^2 \quad (\text{III.6})$$

egyenlet szerint kell kiegészítenünk. A fázisfrontok görbületi sugara azonban általában ismeretlen, csak a nyaláb többi paramétere alapján becsült értékeket tudunk behelyettesíteni.

A fázisfrontok eltérő görbületéből eredő hibára úgy adhatunk pesszimista becslést, ha megvizsgáljuk, hogy a detektor egyik szélén, az  $y_{\max}$  koordinátánál számolt

$$\zeta = \frac{\omega n^{\text{köz}}}{c} \frac{R_1 - R_2}{2R_1 R_2} y_{\max}^2 \quad (\text{III.7})$$

fáziskülönbség különböző értékei mellett szimulációval előállított interferogramokból milyen eredményeket kapunk a *GDD*-re és a *TOD*-ra. A III.8. ábra szemlélteti ezeknek a *GDD* és *TOD* értékeknek a hibáját a fázisfelületek eltérő görbületéből adódó  $\zeta$  maximális fáziskülönbség függvényében. Az effektusnak azonban csak extrém esetekben megvalósuló fáziskülönbség-értékek mellett van akkora hatása, ami a mérési pontosságot érezhetően befolyásolná. Például a III.8. ábrán feltüntetett 4 radiános fáziskülönbség 3,2 m-es karhosszkülönbséget feltételezve (ami megfelel egy 94 MHz-es impulzussorozat követési távolságának) csak 3  $\mu\text{m}$ -es nyalábnyak esetén valósulna meg. A sokkal valószínűbb 3 mm-es nyalábnyak esetén a  $\zeta$  fáziskülönbség értéke csupán 0,2 rad lenne. Ekkora érték azonban a III.8. ábra alapján nem okoz jelentős hibát a fázisderiváltak mérésének pontosságában.

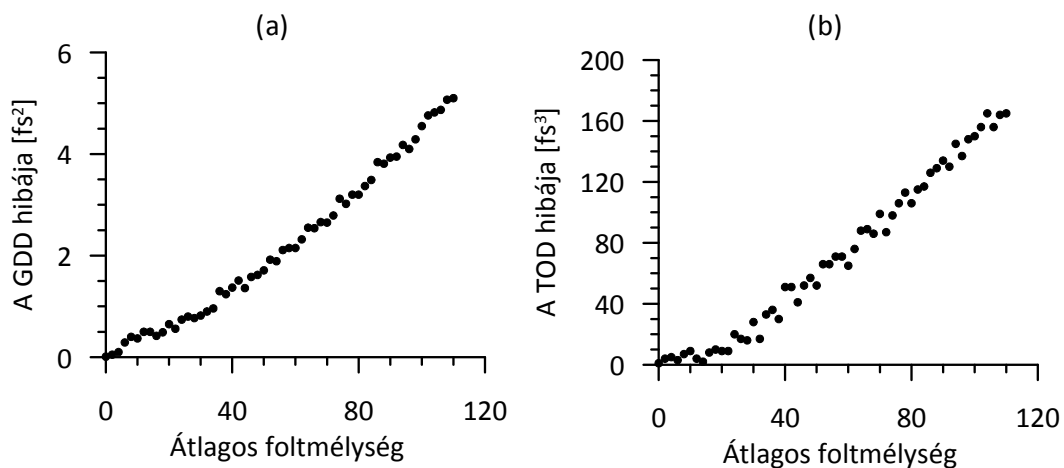


III.8. ábra. Szimulált interferogramokból számolt *GDD* (a) és *TOD* (b) hibája a detektor szélén mért  $\zeta$  fáziskülönbség nagyságának függvényében. A valóságban nagyságrendekkel kisebb fáziskülönbségek jellemzőek.

### III.1.i. Optikai zajok és intenzitás egyenetlenségek

A laboratóriumi kísérletek során a nyaláb intenzitáseloszlása legtöbb esetben nem teljesen tökéletes, aminek oka lehet például az optikai elemekre szállt porszemcséken vagy a karcolásokon létrejövő diffrakció, felületi egyenetlenségek vagy eltérő transzmissziós, illetve reflexiós tulajdonságú területek. Ennek eredményeként kisebb-nagyobb sötét és világos foltok jelenhetnek meg az interferogramokon, melyek mérete és mélysége foltonként eltérő lehet.

Az intenzitás egyenetlenségek számítógépes modellezését véletlenszerűen választott foltparaméterek választásával végeztem el. A foltok átmérője 100 és 300 pixeles méret között változott, oly módon, hogy a kisebb méretű foltok gyakrabban forduljanak elő, mint a nagyobbak. Ezen túlmenően a foltok helye, mélysége és előjele – amely meghatározza, hogy a folt a környezetéhez képest sötétebb vagy világosabb – is véletlenszerűen változott minden számítógéppel generált interferogram esetén. A foltok méretének, helyének és előjelének választásához egyenletes, míg a mélységhez normál valószínűségi eloszlást használtam. A paraméterek egymástól független változtatásának analízise azt mutatta, hogy a fázisderiváltak a foltmélységre a legérzékenyebbek. A III.9. ábra a foltmélység változtatásának a *GDD* és *TOD* mérési pontosságára gyakorolt hatását szemlélteti. Megállapíthatjuk, hogy a fázisderiváltak hibája közel lineárisan függ a foltok mélységétől.



III.9. ábra. A szimulációval létrehozott optikai zaj átlagos foltmélységének hatása a *GDD* (a) és *TOD* (b) mérési hibájára.

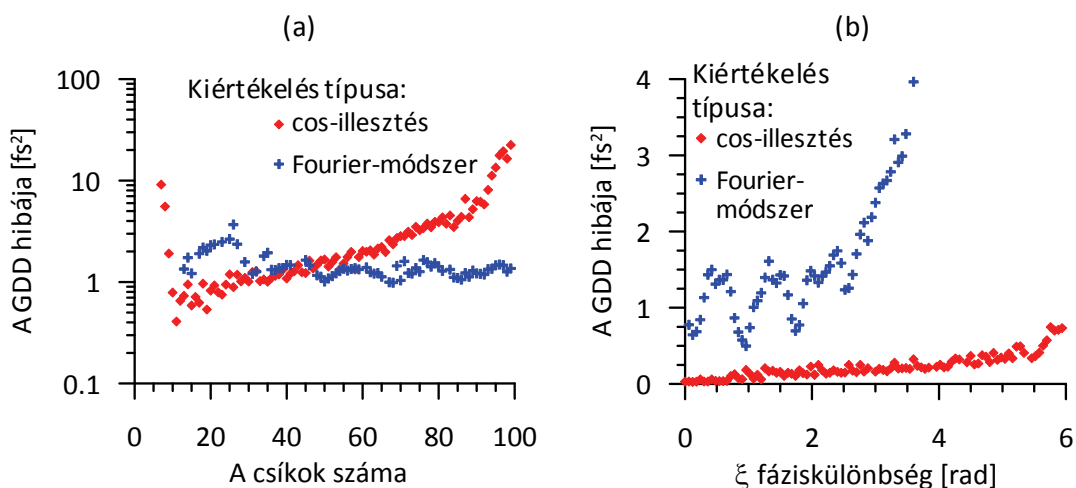
### III.1.j. A Fourier-módszer összehasonlítása a koszinuszillesztéssel

Az interferogram-kiértékelő programok leggyakrabban Fourier-transzformációs eljárásokon alapulnak, melyek alapját képező algoritmusról már esett szó a II.2.b. fejezetben, részletes leírása pedig a [48] közleményben található. Mivel ez az algoritmus a legtöbb programozási nyelven könnyen megvalósítható, és rövid futási idő mellett is kielégítő pontosságot szolgáltat, felmerül a kérdés, hogy milyen előnye van a koszinuszillesztéses fázisfelület-térképezésnek a Fourier-módszerrel szemben.

Az előző néhány alfejezetben bemutatott hibaforrások Fourier-transzformáción alapuló kiértékeléssel végzett analízise a legtöbb esetben hasonló eredményt adott, mint a koszinuszillesztés. Erre mutat egy példát a III.10. (a) ábra, melyen a *GDD* szórása látható az

interferometrikus csíkok számának függvényében koszinuszillesztés (piros), illetve Fourier-módszer (kék) esetén, 1% zaj-*RMS* érték mellett. A koszinuszillesztéshez tartozó értékek megegyeznek a III.5. (a) ábra megfelelő adatsorával. Mint látható, 30 és 50 körüli csíkszám esetén a kétféle módszer közel azonos pontossággal rendelkezik, azonban 15 és 30 közötti csíkszámnál egyértelműen a koszinuszillesztés javára billen a mérleg, legalábbis az elérhető pontosság tekintetében.

Az egyik legjelentősebb hibaforrás esetén azonban a Fourier-módszer határozottan megbízhatatlannak bizonyult, ez pedig a görbült fázisfrontok esete. A III.10. (b) ábrán látható a *GDD* hibája egyre nagyobb eltéréssel rendelkező fázisfrontok esetén, a (III.7) egyenletben bevezetett  $\xi$  fáziskülönbség függvényében. A koszinuszillesztéses eljárásához tartozó adatsor itt is egyezik a III.8. (a) ábrával, csupán a tengelyek skálázása tér el. A Fourier-módszer szemmel láthatóan nagyobb hibával adja vissza a szimulációban megadott kiindulási értékeket, aminek oka a csíksűrűség térbeli tengely mentén történő egyre jelentősebb változása.



III.10. ábra. A Fourier-módszer és a koszinuszillesztésen alapuló eljárás összehasonlítása az interferogram csíkszámának (a) valamint görbült fázisfrontokból adódó fáziskülönbség függvényében (b).

Megállapíthatjuk tehát, hogy a gyors, akár valós idejű interferogram-kiértékeléshez a Fourier-módszeren alapuló algoritmust érdemes használni. Ha azonban a kísérletben alkalmazott impulzusok fázisfrontjai jelentősen görbültek, illetve a lehető legnagyobb pontosság elérése a cél, akkor a koszinuszillesztéses eljárást célszerű alkalmazni. Az interferogramok feldolgozási ideje három-négyszeresére nőhet ugyan, de bizonyos esetekben akár egy nagyságrenddel jobb pontosság érhető el vele, mint a Fourier-módszerrel.



### III.1.k. Diszkusszió

Az előzőekben vizsgált hibaanalíziseket összevetve megállapíthatjuk, hogy az interferogramok kiértékelésének pontosságát legnagyobb mértékben a detektor zaja befolyásolja. Olyan speciális, hűtött kamerák esetén, melyeknél a jel-zaj arány 0,05% alatt tartható, a *GDD* mérési hibája  $0,02 \text{ fs}^2$ , míg a *TOD* esetén  $0,7 \text{ fs}^3$  lenne legoptimálisabb esetben. Ennek eléréséhez a laboratóriumban a mechanikai vibrációkat, légmozgást, valamint az optikai elemek szennyeződését minimalizálni kell. A kísérleti körülmények akkor optimálisak, ha a fényforrás sávszélessége meghaladja az 50 nm-t (0,11 nm/pixel felbontású spektrográf esetén), az interferenciamintázat a lehető legjobban kitölti a detektor felületét, a csíkok szélessége – a kamera pixelméretét és az optimális csíksűrűséget figyelembe véve – 50 pixel körüli értéket ér el, továbbá az interferencia láthatósága 0,4 felett van.

Hűtés nélküli kamerák között már előfordulnak olyanok, melyek zajszintje 0,5% körül található. Ezek is alkalmasak lehetnek a diszperzió nagy pontosságú mérésére, amennyiben a kísérleti körülmények feltételeit némiképp szűkebbre szabjuk: legalább 100 nm-es sávszélességű fényforrást alkalmazunk, és az interferométer karjainak intenzitását úgy szabályozzuk, hogy a mintázat láthatósága minél jobban megközelítse az 1-et. Ha ezek teljesülnek, akkor a *GDD* pontossága  $0,1 \text{ fs}^2$ , míg a *TOD* hibája  $2 \text{ fs}^3$  alatt tartható. Ha azonban a fényforrás sávszélessége nem érné el a 60 nm-t, akkor, a mérés hibája egy nagyságrenddel rosszabb lehet: *GDD* esetében  $1 \text{ fs}^2$ , a *TOD* esetében pedig  $10 \text{ fs}^3$  feletti hibára kell számítanunk. Ezeket a pontossági határokat ugyan modellezés alapján állapítottam meg, de hitelességüket a *Szegedi Tudományegyetem Optika és Kvantumelektronika Tanszékén* végzett korábbi mérések is alátámasztják, melyek összhangban vannak az általam kapott eredményekkel [20, 70, 78, 147].

Fontos még megjegyezni azt is, hogy a kapott eredmények többsége nem korlátozódik speciálisan a nyalábok keresztezésére alapuló spektrálisan és térben bontott interferometriára, hanem – különösen a III.1.b, III.1.f és III.1.g alfejezetekben tárgyalt hibaanalízisek – közvetlenül alkalmazhatóak kollineáris nyalábterjedés esetére is.

**1. tézispont. Kiértékelési eljárást fejlesztettem ki *SSRI* segítségével rögzített kétdimenziós interferogramok feldolgozásához. Monte–Carlo-szimulációk alapján megállapítottam a leggyakrabban előforduló hibaforrások fázisderiváltak pontosságára kifejtett hatását [148]. Legkritikusabbnak a kamera zajából eredő hiba bizonyult. A modellezés során figyelembe vettem továbbá a kerekítési hibák, a láthatóság**

változásának, a fényforrás sáv szélességének, a hullámhossz-kalibráció pontosságának, a hordozó-burkoló fázis csúszásának, Gauss-nyalábok görbült fázisfelületeinek és az optikai zajok (pl. diffrakciók) hatását a fázisderiváltak mérési hibáira. Az elérhető pontosság határa a csoportképletelés-diszperzió esetén  $0,1 \text{ fs}^2$ -et, míg a harmadrendű diszperzió esetén pedig  $3 \text{ fs}^3$ -öt kaptam.

### III.2. Gázok és keverékek diszperziójának vizsgálata a nyomás függvényében

Napjainkban az ultragyors lézerek folyamatos fejlődése lehetővé teszi több száz TW-os, illetve azt meghaladó lézerrendszerek tervezését és megvalósítását [93-103]. A nagyobb teljesítmények elérésének és a felületi sérülések elkerülésének egyik eszköze az optikai elemek apertúrájának növelése, így a teljes lézerrendszer a tervezett teljesítmény növelésével együtt nagyobb méretű lesz, nagyobb alapterületet foglal el. Ez azt eredményezi, hogy a CPA erősítés különböző szakaszaiban, valamint a céltárgyig az impulzusok több tíz vagy akár több száz méter is megtehetnek a nyalábvezető közegben, amely legtöbb esetben a laboratórium levegője. Előfordulhat, hogy a céltárgy közelében már nincs lehetőség az impulzusok diagnosztikájára vagy időbeli alakjának befolyásolására, ebben az esetben tudnunk kell, hogy mekkora utat tesz meg a nyaláb a levegőben. Az impulzusok kiszélesedésének elkerülése végett vákuumrendszereket alkalmaznak a nyaláb vezetésére. A vákuumkamrákban és -csövekben visszamaradó gáz összetétele és diszperziója többnyire ismeretlen, így nehéz pontos értéket mondani a diszperzió mértékére. A kamrák nyomásának beállításánál általában arra törekednek, hogy ez a visszamaradó diszperzió elhanyagolható legyen.

Ebben a fejezetben bemutatom a normál nyomású levegő, valamint nyomás változtatásával végzett méréseim eredményét, és összehasonlítom az irodalmi törésmutató-függvényből számolható értékekkel. Ez alapján javaslatot teszek a nyalábvezető vákuumrendszerek nyalábterjedés szempontjából optimalizált nyomására. Megvizsgálom, hogy a gázkeverékek fázisderiváltjainak értéke különböző nyomások és összetételek mellett összhangban van-e a Lorentz–Lorenz-elmélet (II.6) egyenletével. Végül a levegő, nitrogén és néhány nemesgáz diszperziómérésének eredményeire alapozva új Sellmeier-együtthatókat határozok meg.

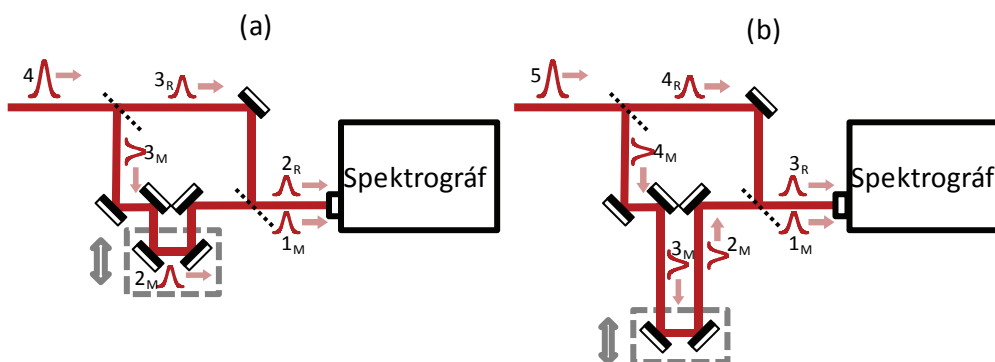
#### III.2.a. Laborbeli levegő diszperziójának mérése

Kisebb, illetve közepes méretű lézerrendszerek esetében a laborbeli levegő szolgál nyalábvezető közegként. Mivel ezeknél sem tekinthetünk el minden esetben a levegő anyagi

diszperziójától, célszerű ezt a lézerrendszer és az azzal elvégzendő kísérletek tervezésekor figyelembe venni. A levegő diszperziója a Bengt Edlén által megállapított formulából [149] számolható, melyet Birch és Downs pontosított a páratartalomra vonatkozó kiegészítéssel [150]. Ezek alapján a normál állapotú (0 °C, 101,325 kPa) levegő fajlagos csoportkésleltetés-diszperziója  $SGDD = 21,27 \text{ fs}^2/\text{m}$ -nek, a fajlagos harmadrendű diszperzió pedig  $STOD = 9,89 \text{ fs}^3/\text{m}$ -nek adódik.

A laboratóriumi levegő diszperziójának méréséhez a II.2.c alfejezetben részletesen bemutatott *SSRI*-módszerre épülő aszimmetrikus interferométert állítottam össze, amelynek mérőkarjában lényegesen hosszabb utat tettek meg az impulzusok, mint a referenciakarban. A kísérletet a *Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének TeWaTi* lézerlaboratóriumában végeztem el. A Mach–Zehnder-interferométert a Ti:S oszcillátor 800 nm-es központi hullámhosszúságú, 18 fs hosszúságú impulzusaival világítottam ki. Az oszcillátor ismétlési frekvenciája 71 MHz, ami azt jelenti, hogy az impulzusok 4,22 m-rel követik egymást levegőbeli terjedés során, ennek pontossága az oszcillátor ismétlési frekvenciájának 5 kHz-es hibájából számolva 0,3 mm. A laboratórium levegőjét a légkondicionáló rendszer a mérés ideje alatt  $23 \pm 1 \text{ °C}$  hőmérsékleten tartotta, míg a páratartalom  $35 \pm 1\%$  volt. A nyomást  $1050 \pm 0,1 \text{ mbar}$ -nak mértem, míg a napi fluktuáció tapasztalatom szerint  $\pm 20 \text{ mbar}$  körül alakult.

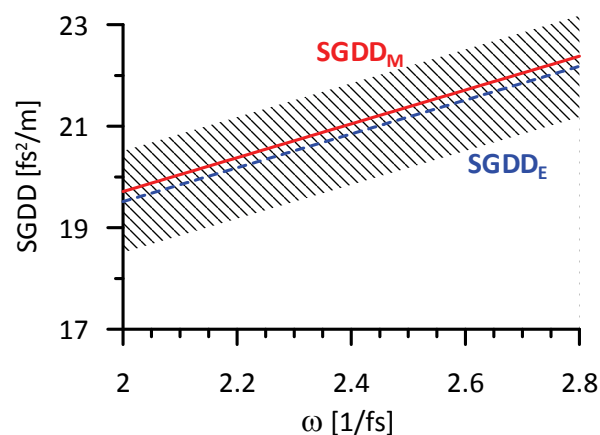
Mivel interferencia csak akkor jön létre, ha az impulzusok időben és térben átfednek, így nem lehet tetszőleges a karhosszak közötti különbség, hanem – a (II.45) egyenletnek megfelelően – az impulzusok követési távolságának egész számú többszöröse kell, hogy legyen. A III.11. ábra szemlélteti a kísérlet sematikus összeállítását. A III.11. a ábrán a közvetlenül egymást követő impulzusok találkoznak a spektrográf részénél. Ebben az



III.11. ábra. A laboratóriumi levegő diszperziójának mérése. A kísérletben egymást követő impulzusok interferenciájából határoztam meg a levegő fajlagos diszperzióját. Az (a) esetben közvetlenül egymás utáni, míg a (b) esetben kettővel egymást követő impulzusok interferálnak egymással.

állapotban a rendszerben 4 impulzusból álló sorozat van jelen egy adott pillanatban. Az ábrán az impulzusok melletti szám jelzi a sorszámukat, míg a szám utáni alsó indexben szereplő betű azt mutatja, hogy a mérőkarban (M) vagy a referenciakarban (R) haladnak-e. Mivel a referenciakar rövidebb, a mérőkarban haladó első  $1_M$  impulzus a referenciakar második,  $2_R$  impulzusával fog találkozni. Ezt követően a  $2_M$  a  $3_R$ -rel, a  $3_M$  a  $4_R$ -rel stb. fog interferálni. Hasonló a helyzet a III.11. b ábra kísérleti összeállításával is, de ott kettővel egymást követő impulzusok találkoznak.

Az interferométer kimeneténél elhelyezett kétdimenziós detektorral felszerelt leképző spektrográf segítségével határoztam meg két kar közötti relatív  $GDD$  és  $TOD$  értékeket, majd ezek átlagának különbségeiből kaptam meg az egy követési távolságnyi, levegőben megtett útra vonatkozó diszperziókat: 4,22 m-rel elosztva az eredményeket a laboratóriumi levegő 800 nm-es hullámhosszhoz tartozó  $SGDD$ -jére  $20,9 \pm 1 \text{ fs}^2/\text{m}$ , míg  $STOD$ -jára  $10 \pm 10 \text{ fs}^3/\text{m}$  értéket kaptam. Ezzel összehasonlítva az Edlén-formula  $20,33 \text{ fs}^2/\text{m}$ -et és  $9,46 \text{ fs}^3/\text{m}$ -et ad a levegő kísérlet közben mért állapotjelzőinek figyelembevételével.



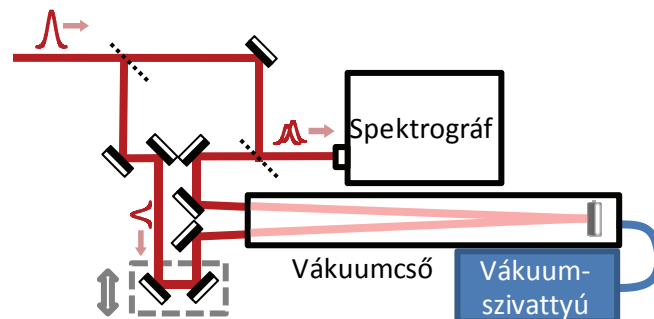
III.12. ábra. A levegő mért fajlagos csoportkésleltetés-diszperzójának frekvenciafüggése (vörös, folytonos görbe) az irodalmi Edlén-formula alapján számolt összefüggéssel (kék, szaggatott vonal) összehasonlítva. A sátozott terület jelöli a számolt görbének a nyomás, hőmérséklet és páratartalom pontatlanságából származó hibaszíkját.

A III.12. ábrán a levegő mérés alapján megállapított  $SGDD_M(\omega)$  függvénye látható, melynek hibája – a kísérlet körülményeit és a rendelkezésre álló műszerek paramétereit figyelembe véve – összhangban van a III.1 fejezet mérési pontosságra vonatkozó eredményeivel. Az ábrán szintén szerepel az irodalmi Edlén-formulából a megfelelő állapotjelzőkre transzformált  $SGDD_E(\omega)$ , valamint azok pontatlanságából adódó hibaszíkj. Látható, hogy a mért görbe bőven ezen a hibaszívon belülre esik, így megállapíthatjuk, hogy a kísérlet eredménye jó egyezést mutat a várt adatokkal.

### III.2.b. A diszperzió mérése vákuumcsövekben

Kiterjedt méretű, CPA típusú lézerrendszerek építéskor vákuumrendszereket alkalmaznak a laborbeli levegő nemlineáris effektusainak és diszperziójának kiküszöbölésére. Legtöbb esetben az impulzuskompresszort és a célkamráig tartó nyalábutat helyezik el a vákuumkamrákban, így megelőzhető az erősített impulzusok időbeli alakjának deformációja. Azonban a vákuumrendszerek üzemeltetése és karbantartása igencsak költséges és összetett feladat, így a tervezés fázisában ajánlott nyalábterjedés szempontjából megvizsgálni és optimalizálni a rendszer paramétereit.

A vákuumcsövek diszperziós tulajdonságainak vizsgálatához az előző alfejezetben bemutatott kísérletet kiegészítettem egy 1,8 m hosszú, szabályozható nyomású csővel, melynek vázlatos összeállítását a III.13. ábra szemlélteti. A mérés menete azonban kissé eltér az előzőekben leírt lépésektől: ebben a kísérletben végig az egymást közvetlenül követő impulzusok hoznak létre interferenciát, miközben a cső nyomását folyamatosan változtatom. A nyomással együtt az interferométer két karjának spektrális fázisai közti különbség is folyamatosan változik. Mivel azonban a referenciakar végig változatlan, a spektrális fázis változása egyértelműen a vákuumbeli gázhoz köthető. Az interferométer kimenetén az impulzusok egymáshoz képest elmozdulnak, miközben a nyomással együtt a gáz csoportkésleltetése is változik. Ekkor a mérőkar hosszát a csövön kívül elhelyezett késleltető asztal segítségével állítani kell, hogy az időbeli átfedés újra teljesüljön, mivel az interferencia-mintázat csak ebben az esetben jelenik meg. A referenciakar hosszának változtatása miatt a laborbeli levegőben megtett út is változik, ami a spektrális fáziskülönbségben megjelenik, de ez egyrészt a hosszváltozás ismeretében az előző fejezet mérései alapján megbecsülhető; másrészt ez a korrekció nem haladja meg az 1 mm-t, hozzájárulása a spektrális fáziskülönbséghez elhanyagolható, hiszen a mérési pontosságon belül van.

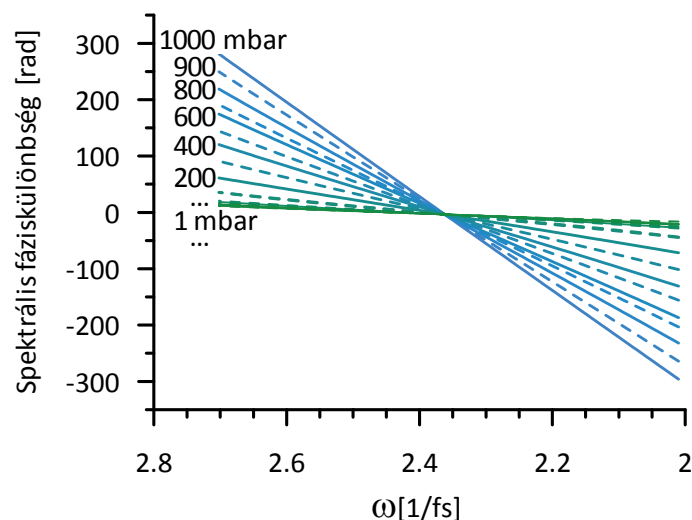


III.13. ábra. Az SSRI-összeállítás változtatható nyomású vákuumcsővel.

Egy további hibaforrást jelenthet a vákuumcső ablakának deformációja. A külső és belső nyomások közötti különbség hatására az ablak némiképp deformálódhat, amely az

impulzusterjedés szempontjából kétféle következménnyel járhat: az ablak anyagában megtett optikai úthossz változhat, valamint a felületei görbültté válhatnak [151]. A 6,3 mm vastag, ömlesztett kvarc anyagú ablakban az optikai úthossz változására kísérletileg 32 nm-t kaptam a nyomás 1 bar-ról 0,1 mbar-ra történő csökkentésével. Az ebből származó esetleges extra diszperzió elhanyagolható, mivel a relatív hiba nagyságrendje  $10^{-6}$ -ra tehető. A görbült felületek nem kívánt lencsehatást és szögdiszperziót eredményeznek, melynek ellenőrzését a [82] közleményben részletezett invertált Mach–Zehnder-interferométeren alapuló módszerrel elvégeztem. A fázisfront-szögdiszperzió mértéke mérési hibán belül nullának adódott, így ez sem vezet számottevő hibához a diszperzió nyomásfüggésének meghatározásánál.

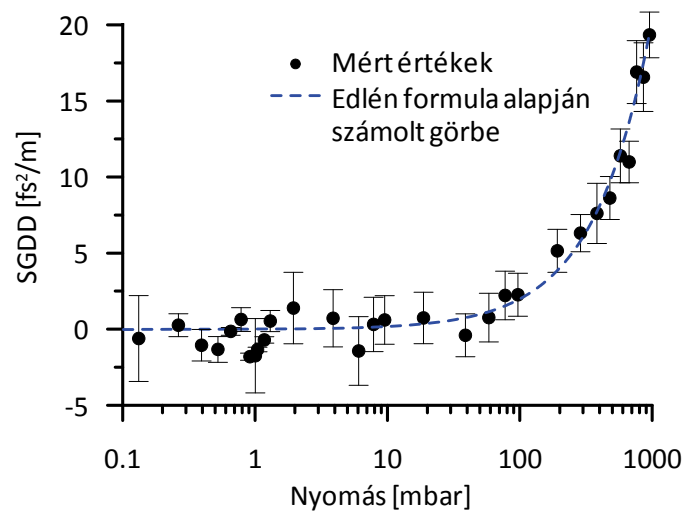
A mérés során tehát feltételezhettem, hogy a diszperzió változásáért kizárólag a csőben lévő gáz nyomása felel. A csövet kezdetben a laboratórium levegője töltötte ki, majd fokozatosan csökkentettem a nyomást egészen 0,1 mbar alá, nagyságrendenként 6-10 mérési pont beiktatásával. A referenciakar késleltetésének változtatásával a kép közepén az interferenciacsíkok meredekségét közel vízszintesre állítottam. Minden nyomásértéknél 9 interferogramot vettem fel, melyekből meghatároztam a spektrális fáziskülönbséget. A késleltetés elhangolása miatt a csoportkésleltetés közvetlenül nem számolható kizárólag az interferogramból [57, 74], hanem ki kell egészíteni a kiindulási nyomáshoz tartozó pozícióhoz képest mért késleltetés terjedési időbe átszámolt értékével [152]. Az ilyen módon rekonstruált spektrális fáziskülönbség nyomásfüggése látható a III.14. ábrán.



III.14. ábra. A mérési adatokból rekonstruált spektrális fázis görbéi különböző nyomásokon. A központi frekvenciához tartozó fázisértéket nullára korrigáltam.

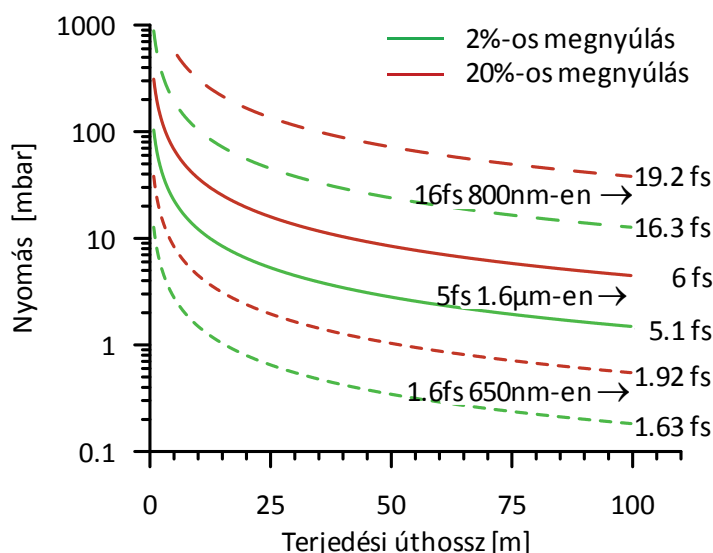
A spektrális fáziskülönbségekből polinomillesztés segítségével meghatároztam a  $GD$ , a  $GDD$  és a  $TOD$  fázisderiváltak értékeit, melyeket végül a vákuumcsőben megtett geometriai

úthosszal leosztva megkaptam a fajlagos, azaz 1 m-re vonatkozó értékeket. A vákuumcsőben lévő levegő *SGDD*-jének nyomásfüggését a III.15. ábra szemlélteti, összehasonlítva az Edlén-formula alapján számolt görbével. Az *SGDD*-re kapott mérési eredmények jó egyezést mutatnak a várt adatokkal, azonban ez az *STOD*-ra már kevésbé mondható el. Ennek oka, hogy a módszer detektálási határait megközelítve a relatív hiba túlságosan számottevő a megfelelő következtetések levonására. A III.15. ábra alapján azt azonban megállapíthatjuk, hogy az Edlén-formula jelenlegi 35 mbar és 1150 mbar közötti érvényességi tartományának alsó határa két nagyságrenddel, legalább 0,1 mbar-ig kiterjeszhető.



III.15. ábra. A levegő *SGDD*-jének nyomásfüggésére 0,1 mbar és 1 bar között kapott mérési eredmények és az Edlén-formula alapján várt görbe összehasonlítása.

Az időbeli kiszélesedés mértékének becsléséhez ad segítséget a III.16. ábra, mely azt szemlélteti, hogy adott terjedési úthossz mellett néhány, különböző paraméterekkel rendelkező impulzus megnyúlásának mértéke mekkora nyomás mellett tartható 2%, illetve 20% alatt. Számolásaim olyan impulzusparaméterekre vonatkoznak, amelyeket a nagy méretű vákuumrendszereket igénylő lézerrendszerek kutatócsoportjainak közleményei alapján választottam: egyrészt a nagy teljesítményű *CPA* [153] és *OPCPA* [89] rendszerek által stabilan előállítható impulzushossz 800 nm-es hullámhosszon 16 fs; másrészt a rövid impulzusokkal extrém nagy intenzitások elérését célzó rendszerek, például a *Petawatt Field Synthesizer* [154, 155] vagy *Extreme Light Infrastructure* [123, 124] terveiben szereplő 5 fs-os impulzusidő a közeli infravörös tartományban (1600 nm körül); valamint harmadrészt, a látható tartományban, konkrétan 650 nm-en elért legrövidebb impulzushossz 1,6 fs [156].



III.16. ábra. Különböző impulzushosszakhoz 2%-os (zöld) és 20%-os (piros) megnyúláshoz tartozó nyomás határértéke a terjedési úthossz függvényében.

Az egy ciklusú, vagy annál rövidebb impulzusok terjedését leíró elméletekkel kapcsolatban ugyan felmerülhetnek aggályok, de számolásaim során a femtoszekundumos optika alapjait tekintetem érvényesnek [14]. A III.16. ábráról leolvasható, hogy a 2%-os és 20%-os impulzusnyúlás feltételéhez 50 m-es vákuumkamrabeli úthossz esetén 16 fs-os impulzusok esetén 17,7 mbar, illetve 58 mbar, 5 fs impulzusidőnél 1,7 mbar, illetve 5,7 mbar, valamint 1,6 fs-os hosszúság esetében 0,177 mbar, illetve 0,583 mbar nyomásérték alatt kell tartani a vákuumrendszer nyomásának értékét.

Ezen eredményeknek a legfontosabb gyakorlati alkalmazása az, hogy lehetőséget ad a jelenlegi és jövőbeli nagyteljesítményű lézerrendszerek nyalábvezető rendszereinél az impulzusok időbeli alakjának torzulására vonatkozó pontosabb becslésre. Bizonyos esetekben kevésbé szigorú vákuumkövetelmények is elegendőek lehetnek, ami nemcsak a vákuumrendszerek költséghatékonyságát segíti elő, de a karbantartási időt is gyorsabbá teheti azáltal, hogy a szivattyúzás és a fellevegőzés ideje rövidebb. Az eredmények hasonlóan alkalmazhatóak néhány ciklusú, vagy még rövidebb impulzusokat előállító rendszerekben is, ahol esetleg csak néhány méter a vákuumban megtett út.

Ha a céltárgyra egyszerre több nyalábot irányítunk, melyek különböző úton jutnak el a célkamráig, akkor a nyomásértékek esetleges ingadozása egy újabb problémát vethet fel: a különböző nyalábok impulzusainak egymáshoz képesti időbeli eltolódását. Protonnyalábok leképzésével kapcsolatos kísérleteknél például kimondottan fontos követelmény a nagyintenzitású lézernyalábok pontos időzítése a céltárgyon [157, 158]. A petawattos



lézerrendszerek legtöbb esetben több nyaláb kombinálásával érik el csúcsteljesítményüket: a *Rutherford Appleton Laboratory* kutatóintézet *Astra Gemini* rendszere 800 nm-en két 30 fs-os nyalábot egyesít [159, 160], míg az *Extreme Light Infrastructure* terveiben 10 nyaláb szinkronizálása szerepel, melyek impulzushossza nem haladja meg az 5 fs-ot [123, 124]. Az optikai elemek felületének porosodás elleni védelmét gyakran a teljes lézerrendszerek befedésével segítik elő. A por bejutása a lefedett rendszerbe csekély túlnyomás alkalmazásával tovább mérsékelhető. Ilyen esetekben az impulzusok által megtett optikai úthossz a nyomás ingadozásával jelentősen változhat, míg eljutnak a vákuum alatt lévő kompresszorkamrába. Ha a laboratórium levegőjének nyomása 1 mbar-t változik, akkor az impulzusok időzítése levegőben megtett méterenként 0,9 fs-mal csúszik el. A légnyomás egy nap alatt bekövetkező ingadozása jóval meghaladja az 1 mbar-os értéket, de a lézerrendszert burkoló kamrákban előidézett túlnyomás is okozhat időzítési problémákat. A gyakorlatban az impulzusok időzítésének fluktuációja akár a 100 fs-os nagyságrendbe is eshet, ami az aktuális impulzushossz többszöröse lehet. Az időzítéssel kapcsolatos akadályok egyik legegyszerűbb ellenszere az, ha a lézerrendszerek nagy része csökkentett nyomású vákuumkamrákban épülhet meg.

**2.a. tézispont.** Az *SSRI*-módszer alkalmazásával megmértem a levegő *SGD*-, *SGDD*- és *STOD*-értékeit a nyomás függvényében 0,1 mbar és 1 bar között. Számolásokat végeztem arra vonatkozóan, hogy mekkora nyomásértékre érdemes a nagyobb lézerrendszerek nyalábvezető vákuumrendszereit optimalizálni ahhoz, hogy az impulzusidő kiszélesedése 2% illetve 20% alatt maradjon [147].

### III.2.c. Gázkeverékek fajlagos fázisderiváltjai

A vákuumrendszereket kitöltő gáz összetétele a nyomás csökkenésével egyre inkább eltér a levegőétől [161]. Felmerülhet a kérdés, hogy a diszperziós együtthatók hogyan függenek egy adott gázkeverék összetételétől. Erre a II.1.a fejezetben részletezett Lorentz–Lorenz-elmélet (II.6) egyenlete alapján adhatunk választ. Mivel extrém esetektől eltekintve a gázok törésmutatója 1-hez igen közel van, alkalmazhatjuk az

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \approx \frac{2}{3}(n - 1) \quad (\text{III.8})$$

közelítést. Felhasználva azt, hogy az ideális gázok kompresszibilitása  $Z = 1$ , a (II.6) egyenlet gázkeverékekre vonatkozó alakját felírhatjuk az egyszerűbb

$$n_{\text{gázkeverék}}(\omega, p) = 1 + \frac{3p}{2RT} \sum_m x_m A_m(\omega) \quad (\text{III.9})$$

formában, ahol – emlékeztetőül –  $x_m$  a móltörtet,  $A_m(\omega)$  a molekuláris polarizálhatóságot jelenti, míg  $R$  az univerzális gázállandó, és  $p$ , illetve  $T$  a gáz nyomása és hőmérséklete. A fajlagos fázisderiváltak pedig az

$$SGD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p) = \frac{1}{c} + \frac{3p}{2cRT} \sum_m x_m \left( \omega \frac{dA_m(\omega)}{d\omega} + A_m(\omega) \right), \quad (\text{III.10})$$

$$SGDD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p) = \frac{3p}{2cRT} \sum_m x_m \left( 2 \frac{dA_m(\omega)}{d\omega} + \omega \frac{d^2 A_m(\omega)}{d\omega^2} \right), \quad (\text{III.11})$$

$$STOD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p) = \frac{3p}{2cRT} \sum_m x_m \left( 3 \frac{d^2 A_m(\omega)}{d\omega^2} + \omega \frac{d^3 A_m(\omega)}{d\omega^3} \right) \quad (\text{III.12})$$

alakban fejezhetők ki. Ezek alapján megállapíthatjuk, hogy a fázisderiváltak lineáris kapcsolatban állnak a gázkeverék össznyomásával. Amennyiben a gázkeverék összetevői nem lépnek kémiai reakcióba egymással, alkalmazhatjuk Dalton törvényét. A teljes gázkeverékre vonatkozó törésmutató és fázisderiváltak felírhatóak az egyes összetevők parciális nyomásával számolt törésmutatók és a megfelelő fázisderiváltak összegeként. Ha a keverék  $N$ -féle, megkülönböztethető gázt tartalmaz, melyek közül az  $m$ -edik gáz parciális nyomása  $p_m$ , akkor az

$$n_{\text{gázkeverék}}(\omega, p_1, \dots, p_N) = 1 + \sum_{m=1}^N (n_m(\omega, p_m) - 1), \quad (\text{III.13})$$

$$SGD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p_1, \dots, p_N) = \frac{1}{c} + \sum_{m=1}^N \left( SGD_m(\omega, p_m) - \frac{1}{c} \right), \quad (\text{III.14})$$

$$SGDD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p_1, \dots, p_N) = \sum_{m=1}^N SGDD_m(\omega, p_m), \quad (\text{III.15})$$

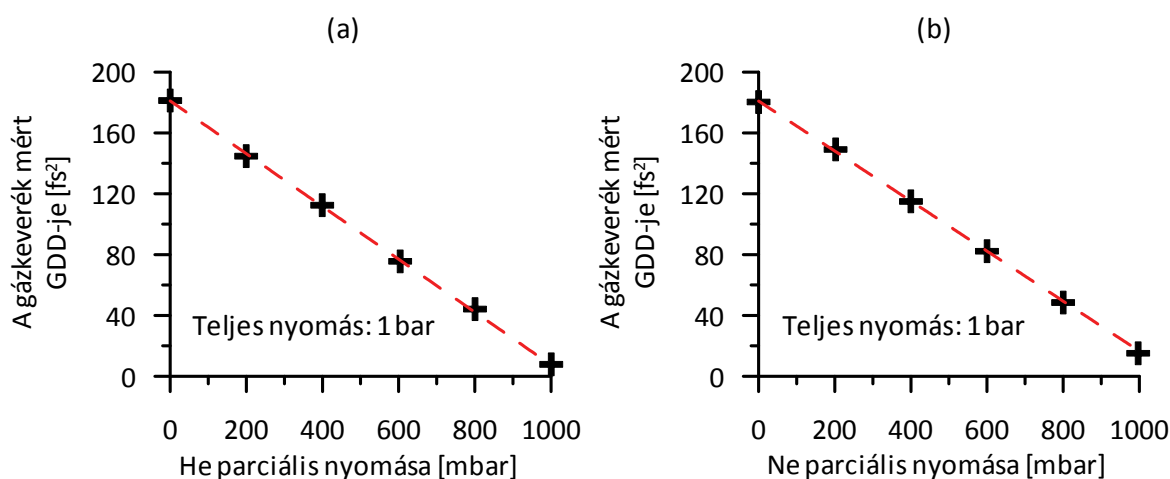
$$STOD_{\text{gázkeverék}}(\omega, p_1, \dots, p_N) = \sum_{m=1}^N STOD_m(\omega, p_m) \quad (\text{III.16})$$

kifejezéseket alkalmazhatjuk gázkeverékek spektrális fázisának számolásakor.

A Lorentz–Lorenz-elmélet, egész pontosan a (III.11) egyenlet nyomásfüggését a III.2.b alfejezetben leírt kísérletekkel ellenőriztem. Ebben a részben a gázkeverék összetételének változtatásával a (III.15) egyenlet érvényességét vizsgálom. A mérési összeállítás szinte teljes mértékben megegyezik az előző kísérletben leírttal, csupán a vákuumcsövet cseréltem ki egy hosszabbra, így a csőben megtett geometriai úthossz 9,11 m-re nőtt. A kísérletben gyenge (hélium, illetve neon) és erős (xenon) diszperzióval rendelkező

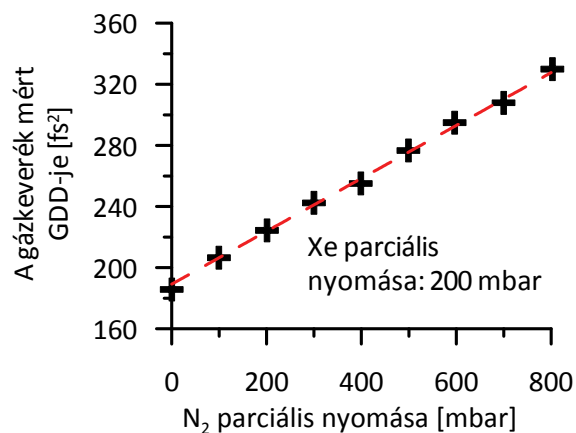
gázokat kevertem össze nitrogénnel, melynek diszperziója az előzőekhez képest közepesnek mondható.

A mérés során először a rendszer által elérhető legkisebb nyomásértéket állítottam be, amely 0,04 mbar volt. A csövet feltöltöttem héliummal a kívánt parciális nyomásértékig, majd nitrogént engedtem a rendszerbe egészen addig, míg a keverék teljes nyomása el nem érte az 1 bar-t. A gázkeveréket ebben az állapotban hagytam néhány percre, hogy az összetevők megfelelően összekeveredjenek. Ezután számos felvételt készítettem az interferencia-mintázatról, végül a vákuumrendszert evakuáltam. A mérést öt másik nyomásérték mellett is megismételtem, melynek eredményét a III.17. a ábra szemlélteti. Ugyanezt a kísérletet megismételtem hélium helyett neongáz használatával, III.17. b ábrán láthatóak ennek eredményei. A gázkeverékben megtett teljes 9,11 m-nyi úthosszra vonatkozó, közvetlenül mért GDD értékeket  $\oplus$  szimbólum jelöli, míg a Lorentz–Lorenz-elmélet alapján várt görbét szaggatott vörös vonallal ábrázoltam.



III.17. ábra. Hélium és nitrogén (a), illetve neon és nitrogén (b) gázkeverékek mért ( $\oplus$ ) és számolt (vörös szaggatott vonal) GDD-je az egyik összetevő (He, ill. Ne) parciális nyomásának függvényében, miközben a keverék teljes nyomását állandó, 1 bar-os értéken tartottam.

Ezektől kissé eltérő módszert alkalmaztam a xenon és nitrogén által képzett keverék diszperziójának mérésére. A kezdetben kiszivattyúzott rendszerbe 200 mbar nyomásig xenongázt töltöttem, melyhez 100 mbar-os lépésenként adtam hozzá nitrogént, egészen addig, amíg el nem értem a 1000 mbar-t. Ezáltal a gázok keveredési mechanizmusa némiképp eltérő volt, mint az előző esetben, illetve a keverék össznyomása is változott a méréssorozat során. Minden nyomásértéknél rögzítettem interferogramokat, de a lépések között nem ürítettem ki a vákuumcsövet. A III.18. ábra ennek a mérésnek az eredményeit mutatja, a jelölések megegyeznek a III.17. ábráéval.



III.18. ábra. Xenon és nitrogén összetevőköl álló gázkeverék GDD-je a nitrogén parciális nyomásának függvényében, miközben a xenon parciális nyomása nem változott (200 mbar).

A III.17. és III.18. ábrák alapján megállapítható, hogy a gázkeverékek diszperziójára vonatkozó mért és számolt értékek kiválóan egyeznek. Ezek a Lorentz–Lorenz-elméletből származtatott (III.12)-(III.16) egyenletek érvényességét igazolják.

**2.b. tézispont.** Elvégeztem néhány gázkeverék fajlagos fázisdiszperzióra vonatkozó mérését a nyomás függvényében 0,1 mbar és 1 bar között *SSRI* segítségével [162]. Hélium, neon és xenon nitrogénnel képzett különböző koncentrációjú keverékeit vizsgáltam. Eredményeim kiváló egyezést mutattak a Lorentz–Lorenz-modellből számolt értékekkel.

### III.2.d. Néhány gáz új Sellmeier-együtthatói

A szakirodalomban többféle formalizmus is elterjedt a gázok törésmutatójának megadására, melyek közül a (II.4) egyenletben szereplő Cauchy-típusú, illetve a (II.5) egyenlet Sellmeier-típusú alakját használják leggyakrabban. A *Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék* és a berlini *Max-Born-Institut* kutatóinak közreműködésével a nitrogén, hélium, neon, argon, kripton és xenon gázok diszperziós tulajdonságainak vizsgálatára vonatkozó eredményeire [162], és a szakirodalomban közzétett ultraibolya és infravörös tartománybeli törésmutatóértékekre [163-165] alapozva egységes törésmutatófüggvények megállapítására végeztem számításokat.

Megvizsgáltam, hogy melyik formalizmus adja vissza legpontosabban a törésmutatóértékeket. A Cauchy-típusú, a polinom alakú, a kettő-, négy-, valamint hatváltozós Sellmeier-formalizmusok közül úgy találtam, hogy a négyparaméteres, azaz kéttagú

$$n(\lambda, p, T) = \sqrt{1 + \frac{pT_0}{p_0T} \cdot \left[ \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} \right]}_{p_0, T_0} \quad (\text{III.17})$$

bizonyult a legjobb választásnak. Ezzel gyakorlatilag ugyanakkora pontosság érhető el, mint a hat paraméterrel rendelkező Sellmeier-formulával, de rövidebb alakja miatt egyszerűbb használni. A hőmérséklet- és nyomásfüggés a Lorentz–Lorenz-elmélet (II.6) egyenletéből következik. A  $\lambda$  vákuumbeli hullámhosszat  $\mu\text{m}$ -ben kell behelyettesíteni a (III.17) egyenletbe. A  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  értékek  $p_0 = 1000$  mbar nyomásra és  $T_0 = 273$  K hőmérsékletre vonatkozó értékeit a III.1 táblázat tartalmazza nemesgázokra, levegőre és nitrogénre.

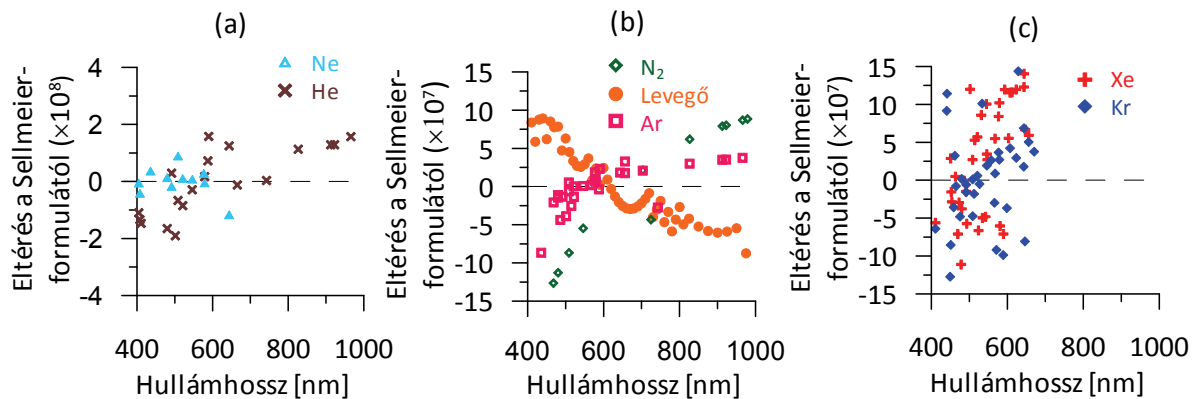
Gáz	$B_1 \times 10^8$	$C_1 \times 10^6$	$B_2 \times 10^8$	$C_2 \times 10^3$	szórás $\times 10^8$
Levegő	14926,44	19,36	41807,57	7,434	16,23
Nitrogén	39209,95	1146,24	18806,48	13,476	5,46
Hélium	4977,77	28,54	1856,94	7,760	1,46
Neon	9154,48	656,97	4018,63	5,728	0,41
Argon	20332,29	206,12	34458,31	8,066	5,92
Kripton	26102,88	2,01	56946,82	10,043	21,67
Xenon	103701,61	12751,38*	31228,61	0,561	43,25

III.1. táblázat. Nemesgázok, levegő és nitrogén  $p_0 = 1000$  mbar nyomásra és  $T_0 = 273$  K hőmérsékletre vonatkozó Sellmeier-együtthatói, valamint a felhasznált törésmutatóértékeknek új formulától mért szórása.

Eredményeim újdonságot jelentenek abból a szempontból is, hogy a Sellmeier-együtthatók megállapításánál olyan algoritmust dolgoztam ki, amely nemcsak a rendelkezése

\* A [162] referenciaszámú közleményben ez az érték hibásan szerepel.

álló törésmutatóértékeket, hanem a gázok mért fajlagos fázisderiváltjait is figyelembe veszi az illesztési procedúra során. A legkisebb négyzetek módszere alapján azt a görbét választom ki, amelytől számolva a törésmutatóértékek szórása minimális. Relatív eltéréseiket az III.19. ábra mutatja.



III.19. ábra. Az illesztési algoritmushoz felhasznált törésmutatóértékek eltérése az új Sellmeier-formuláktól kicsi (a), közepes (b) és nagy (c) diszperzióval rendelkező gázok esetén. A hőmérséklet- és nyomásértékek a [163-165] referenciáknak megfelelően a nemesgázokra 0 °C és 1013,15 mbar, levegőre és nitrogénre 15 °C és 1013,15 mbar. Az eltéréseket az ezekre a paraméterekre transzformált Sellmeier-formuláktól számoltam.

A törésmutatóértékek 800 nm-en igen jól egyeznek az új formulával. A 400 nm-től 1000 nm-ig terjedő hullámhossztartományra vonatkozóan a kicsiny diszperzióval rendelkező gázok hibája a nyolcadik számjegyben jelenik csak meg, míg a legdiszperzívebb gáz, a xenon esetén is  $5 \cdot 10^{-7}$  alatt marad.

**2.c. tézispont.** Új együtthatókat állapítottam meg hélium, neon, argon, kripton, xenon valamint nitrogén gázok Sellmeier-egyenleteihez nemrégiben mért fázisdiszperziós adatok és független szerzők által korábban publikált törésmutatóértékek alapján [162].

### III.3. Gázok nemlineáris törésmutatójának mérése

Az ultrarövid lézerimpulzusok már igen csekély impulzusenergia mellett is könnyen előidézhetnek nemlineáris jelenségeket. Sok esetben ezek a folyamatok igencsak ígértetés kísérletek alapjául szolgálhatnak, mint például magas harmonikusok [110-113], attoszekundumos impulzusok [1, 107-109], fehérkontinuum [114, 115] vagy filamentációk [104, 105] keltése. A nemlineáris jelenségek egyik legjellemzőbb formája Kerr-effektus néven ismert, ami a törésmutató megváltozását írja le. A II.3.b alfejezetben már részletesen

tárgyalt jelenség az impulzusok önfokuszálódásához és önfázismodulációjához vezet. Amennyiben ez szabályozatlanul történik egy lézerrendszer erősítőjében, úgy az optikai elemek permanens – és gyakran nehezen lokalizálható – sérüléséhez vezet.

A lézerrendszerek teljesítményének növekedésével egyre nagyobb igény és lehetőség volt az anyagok nemlineáris törésmutatójának ( $n_2$ ) mérésére. Az első mérésekre a nanoszekundumos technológia fejlődése során a '70-es években került sor. A '90-es évek nagy áttöréseket hoztak nemcsak az ultrarövid impulzusok erősítésében, de a *Z-scan* módszer [166] megjelenésével a nemlineáris folyamatok vizsgálatában is. A módszer azon alapszik, hogy a mintába fókuszált impulzus hatását – például a transzmissziót – a minta terjedési iránnyal párhuzamos mozgatásával a fókuszhoz viszonyított pozíció függvényében vizsgálják. Ezáltal tulajdonképpen a nemlineáris hatást előidéző intenzitás ismert módon változtatható. Ez az egyszerű módszer annyira hatékonynak bizonyult, hogy a nemlineáris folyamatokkal kapcsolatos kísérletek túlnyomó többsége azóta is ezen alapszik. Az erős fókuszálás szükségessége és egyéb technikai nehézségek miatt azonban a *Z-scan* módszer szinte kizárólag csak szilárd és folyékony anyagok nemlineáris vizsgálatára korlátozódik.

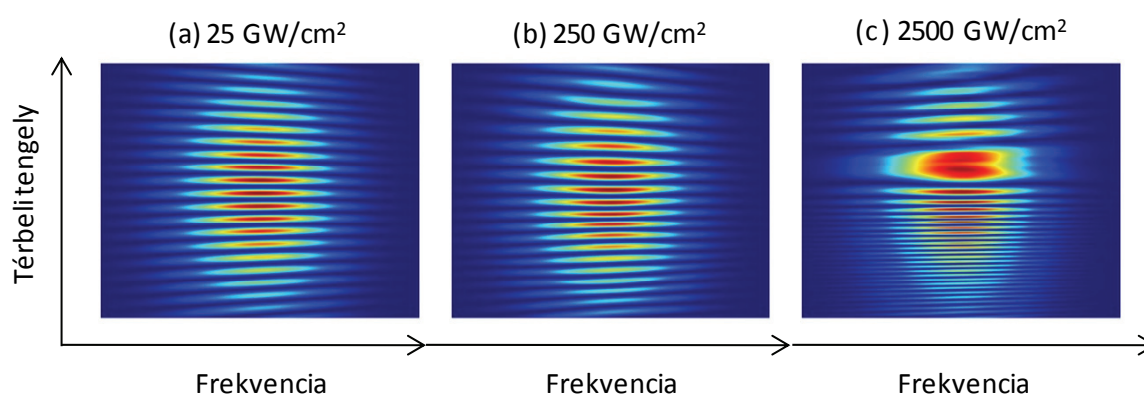
Gázok nemlineáris törésmutatójának méréséhez új eljárások kifejlesztésére volt szükség. Erre a célra számos nemlineáris folyamat alkalmas: az elektromos térrel indukált másodharmonikus-keltés [167], a harmadik harmonikus-keltés [168], a terjedés közben fellépő spektrális torzulás [169, 170], az önfokuszálódás [171, 172], vagy az impulzus utáni molekuláris elrendeződés vizsgálata [173]. Azonban legtöbb esetben a spektrális interferometria bizonyul a leghatékonyabb eszköznek [174-181]. Az előbbieik közül némelyik módszer az  $n_2$  időbeli változását is vizsgálja [174, 176, 177, 180, 181], illetve a törésmutató-ugrásokat írja le [182]. Amennyiben ultrarövid impulzusokat alkalmazunk a nemlineáris folyamatok vizsgálatához, akkor használhatjuk az ütközésmentes gázokat leíró modellt is, azaz a molekulákat tekinthetjük mozdulatlanoknak. A nagyintenzitású ultragyors lézerrendszerek tervezésénél [183, 184], valamint a sáv szélesség kiszélesedésével járó folyamatok esetében alapvetően csak az  $n_2$  nagysága és előjele számít, annak időbeli lefolyása és keletkezési mechanizmusa kevésbé. Méréseim is csupán a nemlineáris törésmutató-változást kiváltó ultrarövid impulzusra kifejtett hatást vizsgálják.

A nemlineáris jelenség létrejötte nem csak az impulzusok intenzitásától függ, hanem a gáz nyomásától is. Sajnos a szakirodalomban csak kevés olyan forrás található, amely a gázok  $n_2$ -jének nyomásfüggését is figyelembe veszi. E. T. J. Nibbering és munkatársainak levegő, nitrogén és oxigén gázok 0,2 bar és 3 bar nyomástartományban végzett nemlineáris mérésén

[169] kívül nem találtam olyan publikációt, amely több gáz nemlineáris törésmutatójának nyomásfüggését vizsgálta volna egyazon kísérlet keretein belül. Ennek fényében olyan *SSRI*-módszerre épülő kísérletsorozatot terveztem és valósítottam meg, amellyel néhány nemesgáz, a levegő és a nitrogén nemlineáris törésmutatója által okozott spektrális fáziseltolódását vizsgáltam a nyomás függvényében.

### III.3.a. Előzetes modellszámítások

A kísérlet paramétereinek optimális beállításához modellszámításokat végeztem a III.1 fejezetben leírtakhoz hasonlóan. Megvizsgáltam, hogy különböző mintázatok mellett milyen esetben kaphatom meg a legpontosabban a nemlineáris törésmutató változása által okozott spektrális fáziscsúszást. Számolásaimat arra a közelítésre alapoztam, hogy a mintakar impulzusainak intenzitása korlátlanul változtatható anélkül, hogy a törésmutató nemlineáris változása a spektrális fázison kívül bármi másra – az impulzus hosszára, a spektrum alakjára vagy szélességére – hatással lenne; ugyanakkor a referenciakar impulzusainak intenzitása olyan kicsi, hogy az egyáltalán nem hoz létre törésmutató-változást. Szimulációm szerint a mintakarban haladó nagy intenzitású impulzusok 10 m-t tesznek meg közönséges laboratóriumi levegőben mintában, és 0 m-t a közegben. Mind a mérőkarban, mind a referenciakarban haladó impulzusok sáv szélességét 50 nm-nek, központi hullámhosszát 800 nm-nek, gauss-i nyalábnyakát 0,5 cm-nek vettem. A III.20. ábra mutatja számolásaim eredményét három különböző nagyságrendű impulzus-csúcsteljesítmény mellett.



III.20. ábra. Az interferenciamintázat alakja 25 GW/cm<sup>2</sup> (a), 250 GW/cm<sup>2</sup> (b), illetve 2500 GW/cm<sup>2</sup> (c) csúcsteljesítmények esetén, 10 m-es laborbeli levegőben történő terjedés esetén.

Az ábrákról kiderül, hogy míg 25 GW/cm<sup>2</sup> mellett nincs szemmel látható változás (III.20. a ábra), 2500 GW/cm<sup>2</sup> már túlságosan eltorzítja az interferenciamintázat alakját (III.20. c ábra), ez utóbbiak feldolgozása már gyengébb pontosságot eredményez. Az *SSRI*-

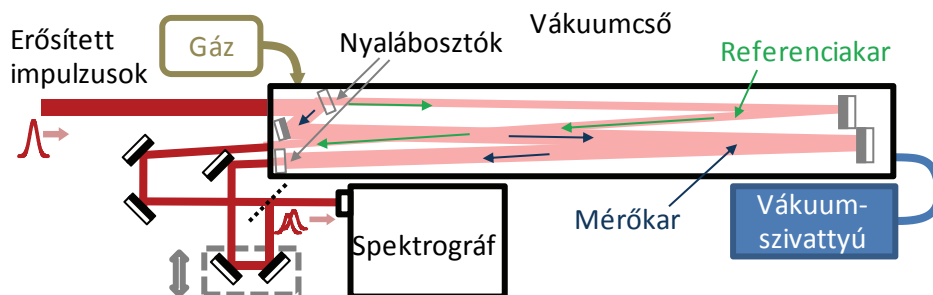


módszer elég érzékeny már a III.20. a ábra interferogramjának kiértékeléséhez is, de legjobb eredmények a  $250 \text{ GW/cm}^2$  körüli teljesítmény esetén érhetőek el (III.20. b ábra).

A mérési eredmények pontosságát növeli az is, ha a II.3.b fejezetben megállapított összefüggések alapján a transzformáció-limitált impulzusidőhöz képest 8-10-szeresére nyújtott impulzusokkal dolgozunk, ugyanis ebben az esetben az impulzus spektrális fázistorzulásának alakja hasonlítani fog intenzitás-spektrum alakjára (lásd II.20. ábra). Mivel ezt az észrevételt már más kísérletekben is eredményesen alkalmazták [185], mi is nyújtott impulzusokat alkalmaztunk méréseink során.

### III.3.b. A kísérleti összeállítás megvalósítása

A szimulációk előkészületei után méréseimet a berlini *Max-Born-Institut* egyik lézertudatóriumában végeztem el. Az *SSRI*-módszerre épülő kísérleti összeállítást az ottani CPA előerősítő rendszer 800 nm-es központi hullámhosszal rendelkező impulzusaival használtam. Az elrendezés vázlatát a III.21. ábrán látható. A 40 nm-es sávszélességnek megfelelő 23,5 fs-os transzformáció-limitált impulzushoz képest – a korábban említett modell eredményeivel összhangban – a kompresszor elhangolásával több, mint nyolcszorosára nyújtott impulzusokat irányítottam a 4,5 m hosszú vákuumcsőbe.



III.21. ábra. Gázok  $n_2$ -jének nyomásfüggő mérésére szolgáló kísérleti összeállítás sematikus rajza.

Az impulzusenergiát 1 mJ érték alatt tartottam annak érdekében, hogy az önfókuszálódást és az önfázismodulációt elkerüljem. A kollimált, 2 mm átmérőjű, térben szuper-gaussi alakot felvevő nyaláb a csőbe belépve az első nyalábosztóra esett, amellyel 10:1 arányú intenzitásosztást hajtottam végre. Az intenzitás nagyobbik része visszaverődve terjedt tovább a mérőkarban mintegy 9 m hosszan (ezt vastagabb vonallal szimbolizáltam a III.21. ábrán), a kisebb arányú része pedig a referenciakarban (vékonyabb vonal) haladt. Ezáltal elértem azt, hogy a mérőkarban sokkal nagyobb volt a nemlineáris törésmutató hozzájárulása a spektrális fázis változásához, mint a referenciakarban. Mielőtt a mérőkar nyalábja kilép a mintagázt tartalmazó csőből, egy, az elsővel azonos nyalábosztóval a referenciakaréval megegyezővé

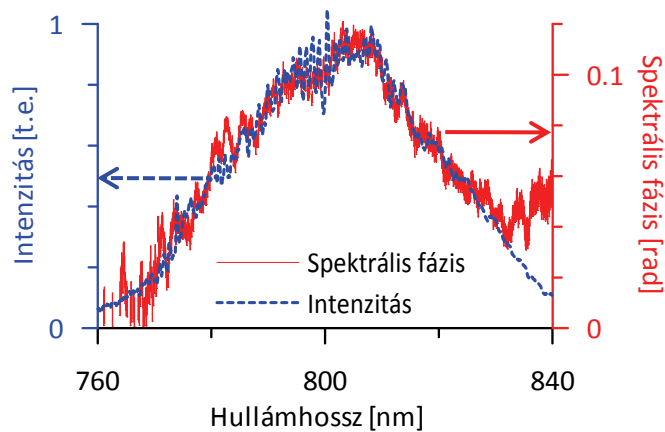
teszem a mérőkar intenzitását is. Erre az interferenciamintázat optimális láthatósága miatt van szükség, mivel a nagyon eltérő intenzitású nyalábok interferenciájának modulációja nagyon alacsony. A második nyalábosztó másik fontos feladata az első által okozott lineáris diszperzió kompenzálása is, így a nyalábok között szinte kizárólag a nemlineáris spektrális fázistorzulásban jelentkezik különbség. A pontos értéket a

$$\Delta\varphi(y, \omega) = \frac{\omega}{c} \left( n_2 \left( l_M \int I_M(y, \omega) d\omega - l_R \int I_R(y, \omega) d\omega \right) - (l_M - l_R) \cdot \left( n^{köz}(\omega) - n(\omega) \right) \right) \quad (\text{III.18})$$

kifejezés adja meg, ahol a nagyintenzitású impulzusok mérőkarban megtett geometriai úthossza  $l_M = 9,00$  m, míg a referenciakar esetén azonban csak  $l_R = 8,53$  m. A különbségből adódóan a referenciakarban haladó impulzusok 47 cm-rel hosszabb utat tesznek meg az  $n^{köz}(\omega)$  törésmutatójú laborbeli levegőben. Az  $n(\omega)$  és  $n_2$  a vizsgált gáz lineáris, illetve nemlineáris törésmutatója. Ennek megfelelően a (II.47) egyenletet a

$$\varphi_{interferogram}(y, \omega) = \Delta\varphi(y, \omega) + (y - y_0) \cdot \alpha \omega n^{köz} / c \quad (\text{III.19})$$

alakban írhatjuk a (III.18) kifejezés felhasználásával; végül a (II.46) egyenlet már változatlan formában írja le az interferogram intenzitáseloszlását. Az interferométerből kilépő, egyesített impulzusok által létrehozott mintázat spektrálisan bontott intenzitáseloszlását kétdimenziós leképző spektrográf segítségével rögzítettem. A spektrográf paramétereiből adódóan a felvétel 120 nm-es hullámhossz- és 3 mm-es térbeli tartományt fogott át.



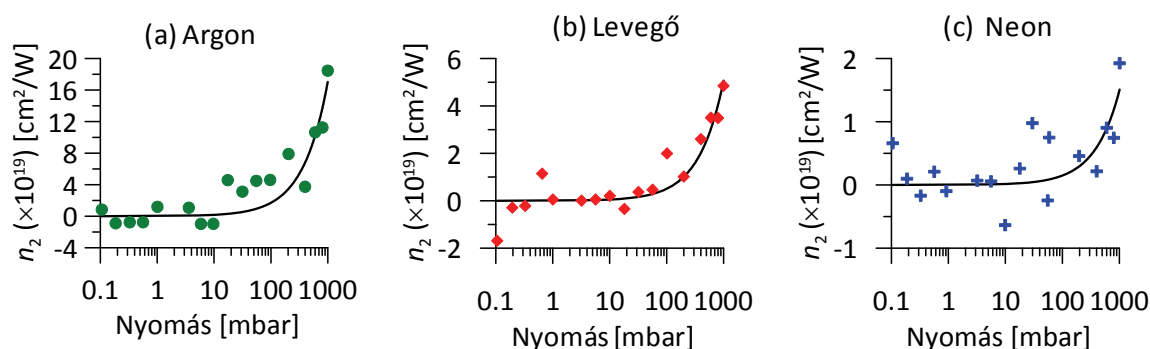
III.22. ábra. A spektrális fázis nemlineáris torzulása és a spektrum közötti hasonlóság kísérleti ellenőrzése argongáz esetében.

A cső nyomását 0,05 mbar és 1020 mbar között nagyságrendenként 5 mérési pont beiktatásával változtattam olajmentes vákuumszivattyú segítségével, valamint két egymástól független, különböző nyomástartományokat lefedő kapacitív nyomásmérőt alkalmazva. Minden nyomásértéknél 9 interferogram felvételéből állapítottam meg a spektrális

fáziskülönbség nagyságát a III.1.a fejezetben részletezett módszerrel. A spektrális fázis és az intenzitás spektrum hasonlóságát leellenőriztem 1000 mbar nyomású argongázzal, ennek eredménye a III.22. ábrán látható. A hasonlósági faktort legkisebb négyzetek módszerével megállapítottam meg minden felvett interferogramhoz. Ezeket a faktorokat és az impulzusok teljesítményének méréséből számolt intenzitásértékeket felhasználva az egyes gázokhoz és nyomásokhoz tartozó  $n_2$  értékeket a (III.18) egyenlet alapján számoltam.

### III.3.c. A nemlineáris törésmutatókra kapott eredmények

Méréseim során argon, neon, xenon, nitrogén és levegő nemlineáris törésmutatóját határoztam meg 0,1 mbar és 1000 mbar között. Az  $n_2$  nyomásfüggésére kapott eredmények a III.23. ábrán láthatóak. A várakozásoknak megfelelően a nemlineáris törésmutató a nyomással lineárisan skálázódik a 0,1 mbar és 1000 mbar közötti tartományban.



III.23. ábra. Az argon (a), a levegő (b) és a neon (c)  $n_2$ -jének nyomásfüggése. A fekete görbe jelöli az illesztett egyeneseket, melyek görbültségét az abszcissa tengely logaritmikus skálázása okozza.

A III.2 táblázat a méréseimből kapott, 1000 mbar-hoz tartozó értéket hasonlítja össze különböző szerzők által közölt, elméleti és kísérleti módszerekkel meghatározott adatokkal. Méréseim hibája némiképp nagyobb, mint amit a III.1 fejezet eredményei alapján várni lehetne. Ennek oka az lehet, hogy a zaj túl nagy mértékben befolyásolja a spektrális fázis és az intenzitás spektrum közötti hasonlósági faktort.

A III.2. táblázatban található irodalmi értékek igencsak eltérnek egymástól, némely esetben nagyságrendben is különböznek egy adott gáz esetén. Ennek az a magyarázata, hogy a különböző mérések eltérő eredetű és lecsengési idejű nemlineáris törésmutatót állapítanak meg, mint ahogy erről a II.1.d. alfejezetben már esett szó. A kisebb értékekhez tartozó közlemények szerzői esetleg csak egy keltő mechanizmus hatását mérték, míg a nagyobb értékek – köztük az én eredményeim is – megállapításakor több mechanizmus együttes

hatását vették figyelembe. A vártál nagyobb zaj ellenére eredményeim elég jól egyeznek más közlemények alapján várt adatokkal.

	Argon	Levegő	Neon	Xenon	Nitrogén
Nyomásfüggő $n_2(\times 10^{19})$ 1000 mbar-on [ $\text{cm}^2/\text{W}$ ]	19,4±1,9	5,7±2,5	1,8±1,5	84,3±42,0	6,7±2,0
Irodalmi értékek ( $\times 10^{19}$ ) 1000 mbar nyomáson [ $\text{cm}^2/\text{W}$ ]	0,98 <sup>[169]</sup> , 7,96 <sup>[186]</sup> , 2,0 <sup>[173]</sup> , 7,3 <sup>[181]</sup> , 1,74 <sup>[167, 187]</sup>	5,57 <sup>[169]</sup> , 2,4 <sup>[173]</sup>	0,85 <sup>[186]</sup> 0,14 <sup>[167, 187]</sup>	54,8 <sup>[186]</sup> , 11,15 <sup>[167, 187]</sup>	4,52 <sup>[169]</sup> , 2,2 <sup>[173]</sup> , 12,7 <sup>[181]</sup> , 1,36 <sup>[167]</sup>

III.2. táblázat. Argon, levegő, neon, xenon és nitrogén  $n_2$  értékei 1000 mbar nyomáson.

Összehasonlításképpen feltüntettem a korábban közölt, elméleti [186] és kísérleti [167, 169, 173, 181, 187] úton kapott értékeket.

A kísérletben akkora intenzitással rendelkező rövid impulzusokat kívántunk alkalmazni, hogy a terjedés során a nemlineáris nyalábtorzulásokat és az önfokuszálódást elkerüljük. Ennek ellenőrzéséhez megállapítottam a mérőkarban haladó impulzusok (II.62) egyenletben megadott *B-integrálját*, ugyanis ez megegyezik a teljes nemlineáris fáziseltolódással, így az interferogramokból közvetlenül származtatható. Az argon esetén kaptam a legnagyobb *B-integrál* értéket, 0,121-et. Levegőre 0,036, neonra 0,011, xenonra 0,053, nitrogénre pedig 0,042 ennek a mennyiségnek a számértéke, és 1000 mbar nyomásra (a xenont leszámítva, mivel ott 100 mbar volt mérés közben az elért nyomás csúcserőértéke), illetve 273 K hőmérsékletre vonatkozik.

**3. tézispont. Megmértem az argon, a levegő, a neon, a nitrogén és a xenon nemlineáris törésmutatóját a nyomás függvényében 0,05 mbar és 1 bar között, CPA-rendszerrel keltett nagyintenzitású impulzusok SSRI-módszerrel létrehozott interferenciájából [188]. Eredményeim az irodalom alapján várt értékekkel összhangban vannak.**

#### III.4. Hordozó-burkoló fázis megmaradása az XPW-folyamatban

A hordozó-burkoló fázis (*CEP*, lásd (II.26) egyenlet) jelentősége az impulzusidő csökkenésével, néhány ciklusú impulzusok megjelenésével egyre növekszik, hiszen bizonyos kísérletek esetében a burkoló alatti csúcsok számának és intenzitásuk nagyságának komoly hatása lehet a fény-anyag kölcsönhatások hatásfokára [189-191]. Emiatt az ilyen

lézerrendszerek *CEP*-stabilizálására különös hangsúlyt kell fektetni. A  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>-t meghaladó intenzitásokat igénylő fény-anyag kísérletek során a főimpulzus előtti és utáni parazitaimpulzusok jelenléte igen hátrányos, azaz a *CEP*-stabilitás mellett az impulzusok kontrasztjának növelésére is szükség van.

Napjainkban a *keresztpolarizált hullámok* (*XPW*, melynek részletesebb leírása a II.3.c alfejezetben található) keltése kiemelt szerepet tölt be a *CPA*-rendszerek által előállított erősített impulzusok kontrasztjának növelésében. Az *XPW*-keltés folyamata BaF<sub>2</sub> kristály  $\chi^{(3)}$  típusú nemlineáris polarizációforgatásán alapszik, és számos kiemelkedő tulajdonsággal rendelkezik [118-121]. A jelenség azonban csak a transzformációlimitálthoz közeli impulzusidők esetében jelentkezik, emiatt a konverzió hatásfoka igen erőteljesen függ a keltőimpulzus spektrális fázisának tulajdonságaitól [125].

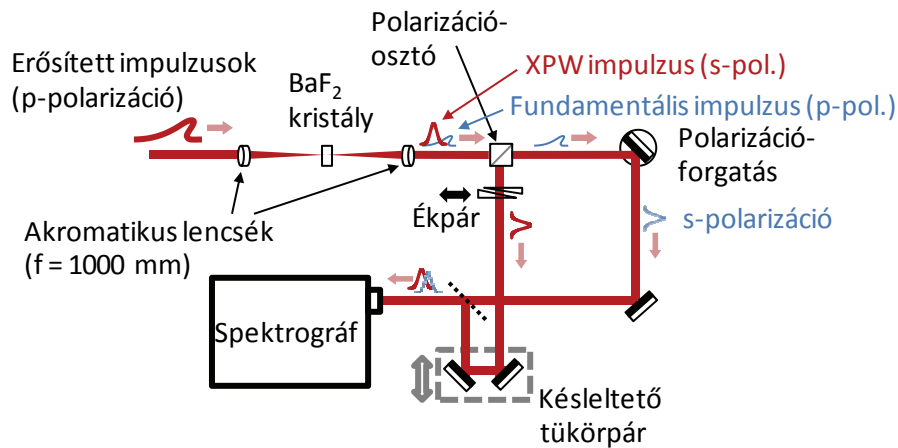
Miután az *XPW*-folyamat keltőimpulzusainak paraméterei a részletes vizsgálatok alapján már könnyen optimalizálható [119, 125], a párizsi *École Polytechnique Laboratoire d'Optique Appliquée* kutatóintézetének munkatársaival együttműködve kísérleteket végeztünk az *XPW*-impulzusok hordozó-burkoló fázisának stabilitásával és kontrollálhatóságával kapcsolatban.

#### III.4.a. Kísérleti összeállítás

Kísérleteim alapjául ez esetben is az *SSRI*-eljárást alkalmaztam, ugyanis alkalmas a mérő- és referenciakarbéli impulzusok *CEP*-különbségének mérésére, ugyanis az interferogramokban a *CEP*-különbség értéke kódolva van: a (II.26) egyenlet alapján, a spektrális fázisra illesztett polinom együtthatóiból könnyen kiszámolható. A legdominánsabb tag a  $\varphi^{(0)}$ , azaz a spektrális fázis központi hullámhosszhoz tartozó értéke, ami gyakorlatilag egy interferenciacsík  $y$  térbeli pozícióját adja meg.

A III.24. ábrán vázolt kísérleti elrendezésünk fényforrásaként a *Femtolasers* által forgalmazott, 1 kHz ismétlési frekvenciával rendelkező *CPA*-rendszert használtuk, amely egy többpasszos erősítő rendszerrel és kompresszorral kiegészítve 4 mJ energiájú, 21 fs-os, 800 nm központi hullámhosszal rendelkező impulzusokat állított elő [192]. Annak érdekében, hogy elkerüljük a nem kívánt szuperkontinuum-keltést, a nyaláb energiáját az *XPW*-keltés előtt jelentősen csökkentettük, de csak olyan mértékben, hogy a folyamat hatásfoka telítésben maradjon. A nyalábot  $f = 1000$  mm fókusztávolságú akromatikus lencsével fókuszáltuk a holografikusan metszett BaF<sub>2</sub> kristályra [193]. A kristályra érkező impulzusok energiája 40  $\mu$ J volt, amely  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitásnak felelt meg. Ekkora intenzitás mellett a konverzió

hatásfoka 15%-ot ér el. A keletkező *XPW*-impulzust és az eredeti nyalábból visszamaradó fundamentális impulzust egy második,  $f = 1000$  mm fókusztávolságú akromatikus lencsével kollimáltuk, majd polarizációs nyalábosztó segítségével a két impulzust különválasztottuk.



III.24. ábra. Kísérleti összeállítás az *XPW*-impulzusok hordozó-burkoló fázisának vizsgálatára.

A különböző irányokban haladó nyalábok egy Mach–Zehnder-interferométer karjait képezték, az *XPW*-impulzusok a mérőkarban, míg a fundamentális impulzusok a referenciakarban haladtak. Mivel polarizációjuk merőleges egymásra, az interferencia csak akkor jön létre, ha valamelyik nyaláb, esetünkben a fundamentális impulzusok polarizációját derékszögben csavart periszkóp segítségével elforgatjuk. Az *XPW*-impulzusok időzítését késleltető tükörpár segítségével állítottam be. Az interferométer kimenetén egyesített impulzusokat kétdimenziós leképző spektrográfba irányítottam, mellyel az *SSRI*-interferogramokat rögzítettem.

Két különböző kísérletet hajtottunk végre az *XPW*-impulzusok hordozó-burkoló fázisának vizsgálatára. Az első kísérletben a spektrográf detektorának expozíciós idejét változtattuk, mivel a *CEP*-stabilitás összefüggésben van az expozíciós idő alatt összeintegrált interferogramok láthatóságával. A második esetben a mérőkarban elhelyezett ékpár segítségével az *XPW*-impulzusok *CEP*-hangolhatóságát vizsgáltuk.

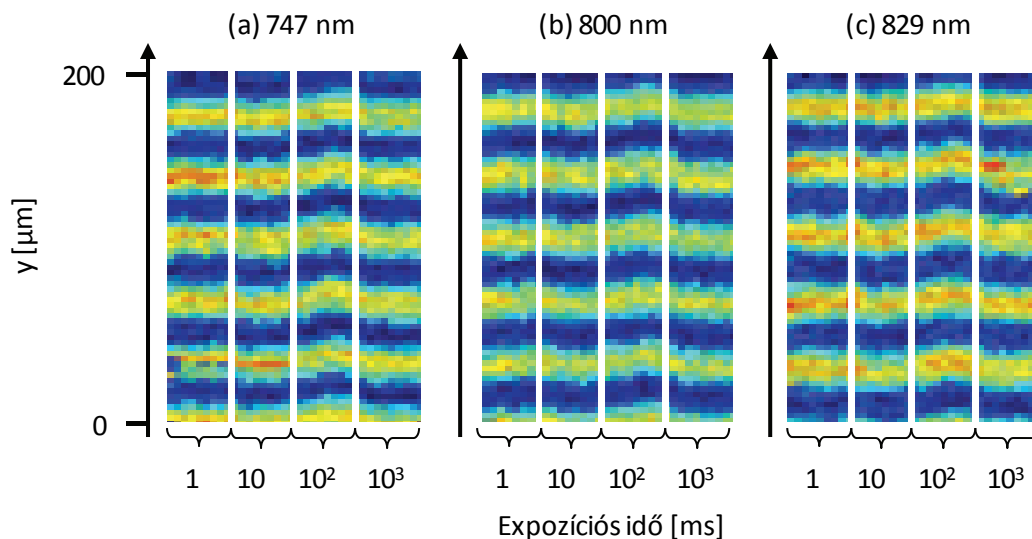
#### III.4.b. Az interferenciamintázat láthatóságának időbeli vizsgálata

Az *SSRI*-mintázaton a csíkok  $y$  térbeli tengelyen mért pozícióját – állandó értéken tartott  $GD$ -különbség esetén – az interferáló impulzusok *CEP*-különbsége határozza meg. A *CEP*-különbség időbeli ingadozása a csíkok térbeli pozícióját változtatja meg. Amennyiben a spektrográf detektora az expozíciós idő alatt több interferenciaképet felvesz, akkor interferogramként ezek összeintegrált átlaga jelenik meg. A csíkok pozíciójának véletlenszerű

változása a láthatóság csökkenéséhez vezet, ennél fogva a *CEP*-zaj és az interferogramok láthatósága között egyértelmű kapcsolat állítható fel [145].

Ha az *XPW*-impulzusok generálása közben – a folyamat nemlineáris jellege miatt, például önfázismoduláción keresztül – a *CEP* értéke a fundamentális impulzusok *CEP*-jéhez képest ingadozna a bejövő impulzus valamely paraméterének (potenciálisan erősen fluktuáló intenzitásának) függvényében, akkor azt *SSRI* segítségével lehetőségünk van kimutatni.

Kísérleteimben a detektor expozíciós idejét 1 ms, 10 ms, 100 ms, illetve 1000 ms értékekre állítva vizsgáltam a láthatóság változását. Mivel a rendszer ismétlési frekvenciája 1 kHz volt, az első mérésben a megfelelő erősségű szűrők alkalmazásával 1, majd 10, 100 és 1000 impulzus átlagát integráltam össze. Minden mérési pontnál kilenc interferogramot dolgoztam fel. A III.25. ábra az interferogramokból összeállított három különböző hullámhosszértékhez tartozó térbeli metszetet mutatja az expozíciós idő függvényében. Amint látható, az interferogram csíkjainak láthatósága végig azonos, a pozíció is csupán a 100 ms-os mérés esetén tér el a többitől, feltehetően az interferométert környező levegő hőmérséklet-fluktuációi miatt, de ez az érték sem nagyobb  $\pi/4$ -nyi *CEP*-változásnál. A III.25. ábra alapján megállapíthatjuk, hogy az interferenciacsíkok pozíciója nem változik számottevően az expozíciós idő négy nagyságrendet átölelő változtatása alatt; továbbá a kísérlet tapasztalatai azt mutatták, hogy ennél jóval hosszabb ideig is változatlan maradt.



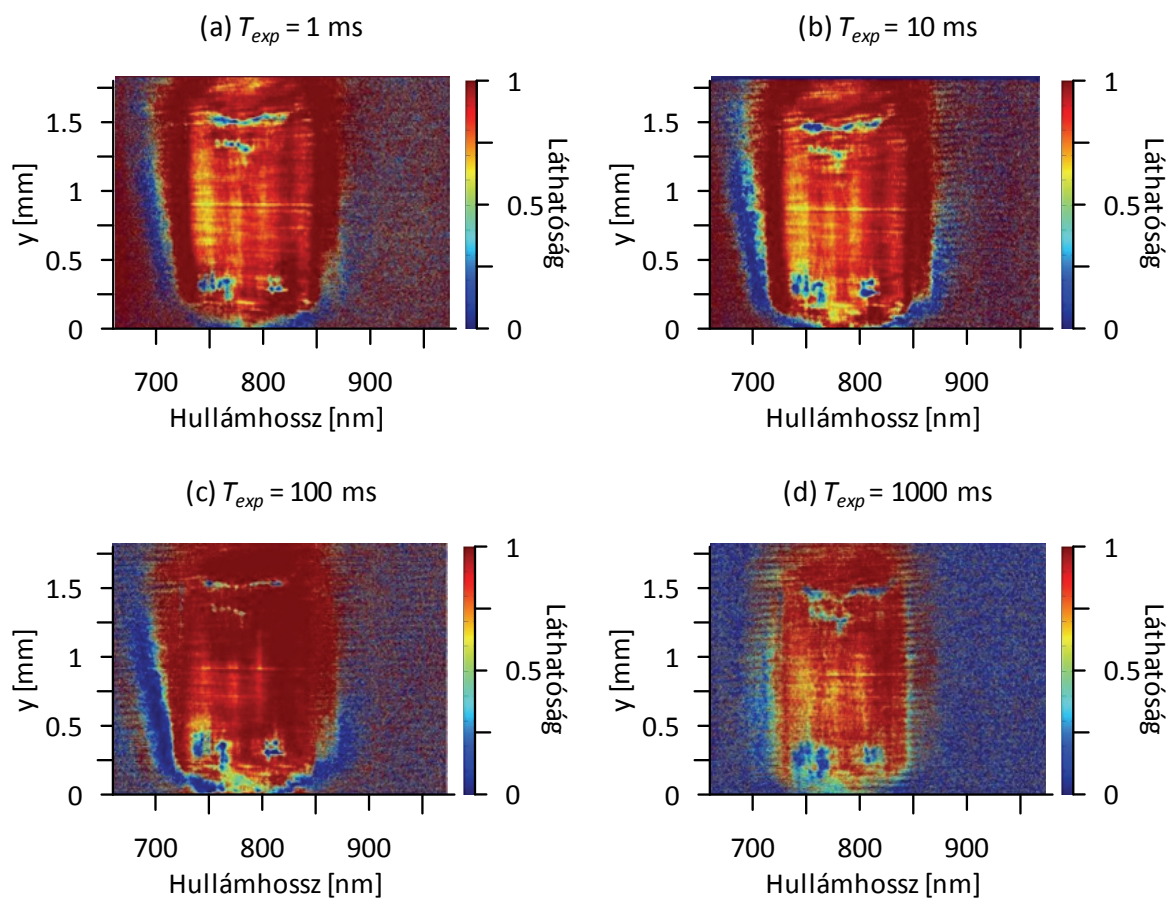
III.25. ábra. Az interferogramok térbeli metszetei 747 nm-en (a), 800 nm-en (b), illetve 829 nm-en (c) különböző nagyságrendű expozíciós idők mellett.

A láthatóság az előző ábrákon csak három kiválasztott hullámhossznál vizsgálható, ezért az interferogramok egész területének feldolgozásával kiszámoltam a teljes hullámhossz-

és térbeli tengelyre vonatkozó láthatósági térképeket, oly módon, hogy az interferogramok minden egyes pixeléhez egy-egy láthatósági értéket feleltettem meg, melyet a fázisfelület-térképezés során a képpontként illesztett  $f(x) = a \cdot \cos(b \cdot x + c) + d$  alakú függvény illesztési paramétereiből, a

$$V = \frac{d - a}{d + a} \quad (\text{III.20})$$

összefüggés alapján állapítottam meg. A négy különböző expozíciós időhöz tartozó mérési sorozat kilenc-kilenc interferogramból, egyszerű átlagolással számolt láthatósági térképei a III.26. ábrán láthatóak.



III.26. ábra. Láthatósági térképek 1 ms (a), 10 ms (b), 100 ms (c) és 1000 ms (d) expozíciós időknél.

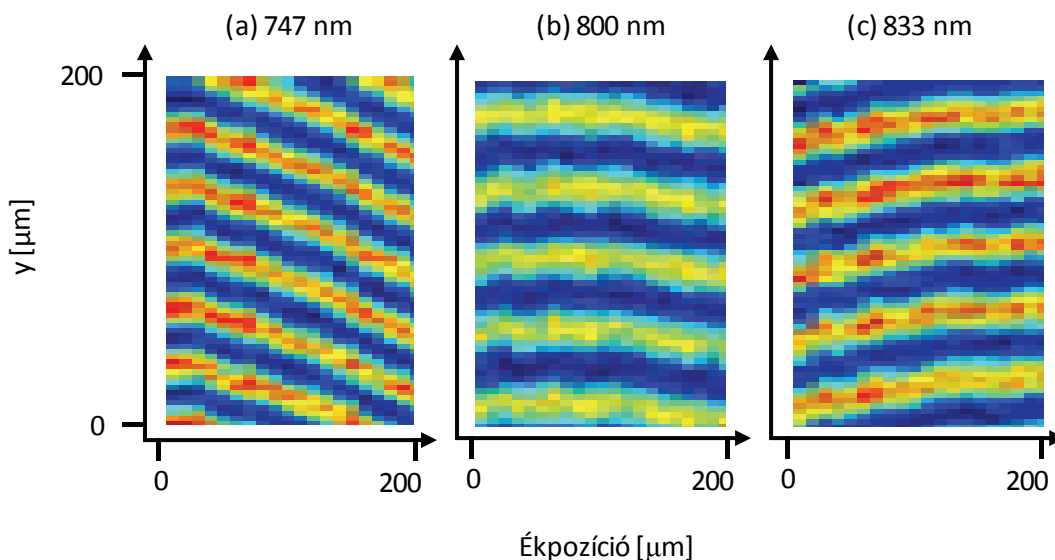
A teljes interferogramokra vonatkozó átlagos láthatóság 1 ms-nál 0,883, 1000 ms-nál 0,823 értéket vett fel. A legnagyobb láthatóságot, 0,939-at, 100 ms-nál kaptam annak ellenére, hogy a csíkok pozíciója itt a többi méréshez képest kissé elhangolódott (lásd III.25. ábra). Az átlagos láthatósági értékek kicsiny eltérése a laborbeli levegő elkerülhetetlen hőmérsékleti ingadozásainak tudható be, még abban az esetben is, mikor az interferométert a légmozgások csökkentése érdekében borítással láttam el.



### III.4.c. Az *XPW*-nyaláb *CEP*-hangolása ékek segítségével

A második kísérletben az interferométer mérőkarjába helyezett ékpár egyik tagjának mozgatásával az *XPW*-impulzusok spektrális fázisát ismert módon változtattam. A spektrális fázis változásából a *CEP* elhangolódását is könnyen ki lehet számolni, így a fundamentális impulzusoktól elkülönítve tudjuk vizsgálni az *XPW*-impulzusok relatív *CEP*-stabilitását.

Az alkalmazott ékpár ömlesztett kvareből készült, törőszöge pedig  $10,3^\circ$  volt. Egy motorizált eltoló minimális,  $10\ \mu\text{m}$ -es lépésközével fokozatosan változtattam a pár egyik tagjának pozícióját a mérőkar nyalábjának terjedési irányára merőleges irányban. Minden pozíciónál kilenc interferogramot rögzítettem. A III.25. ábrához hasonló ábrázolási módszerrel ebben az esetben is térbeli metszeteket állítottam egymás mellé három különböző hullámhosszérték mellett, ami a III.27. ábrán látható. A csíkok pozícióját egyszerre határozza meg a *CEP*- és a *GD*-változás.

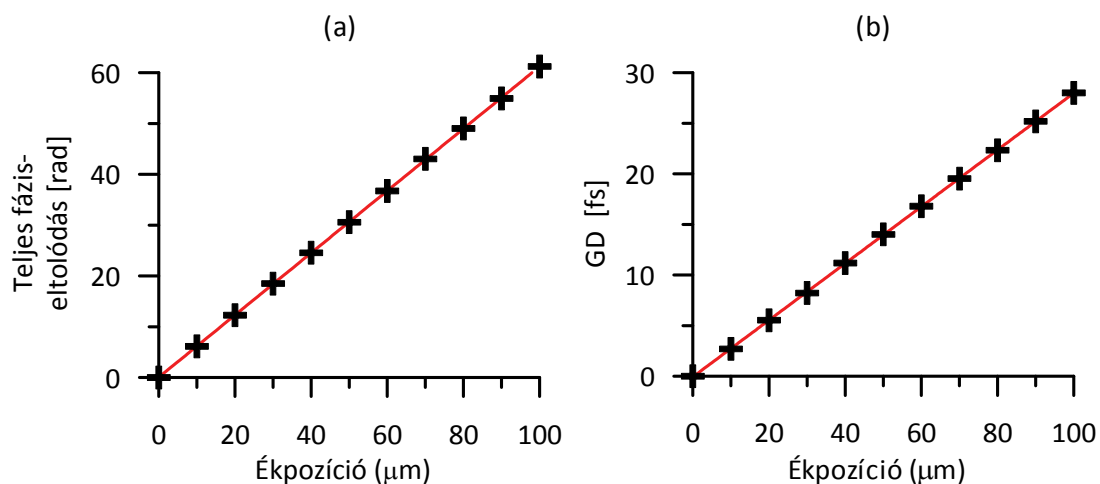


III.27. ábra. Az interferenciamintázat az egyes ékpozícióknál, 747 nm-en (a), 800 nm-en (b) és 833 nm-en (c) vett térbeli metszeteiből összeállított diagramok. Minden ékpozíciónál a rögzített interferogram-sorozatok első tagjából származó minta szerepel.

Az ék mozgatása a csoportkéreltetésen kívül az *XPW*-impulzusok referenciakarbéli fundamentális impulzusokéhoz viszonyított *CEP*-értékét is megváltoztatja. Ennek eredményeként nem csak a csíkok dőlése változik, hanem azok  $y$  térbeli pozíciója is. Csak 800 nm-en, az impulzusok központi hullámhosszánál – amelyre a karok hosszát eredetileg megegyezővé tettük, így az *SSRI*-csíkok ezért vízszintesek – maradnak a csíkok azonos pozícióban. Valójában azonban lépésközönként éppen  $2\pi$  fázisugrást végeznek, ami az ék

mozgása közben a kamera folytonos üzemmódjában szemmel jól követhető. Mivel ez az eltoló minimális lépésköze volt,  $2\pi$ -nél kisebb fázisugrásokat nem tudtunk elérni.

Az *XPW*-impulzusok fundamentálisához képesti teljes fáziseltolódásának számolásakor a kezdeti ékpozíciónál rögzített interferogramokból számolt adatokat tekintetem kiinduló értékeknek. Minden ékpozícióhoz az interferogramokból számolt spektrális fázisból megállapítottam a fáziseltolódás (III.28. a ábra) és a csoportkésleltetés (III.28. b ábra) változását.

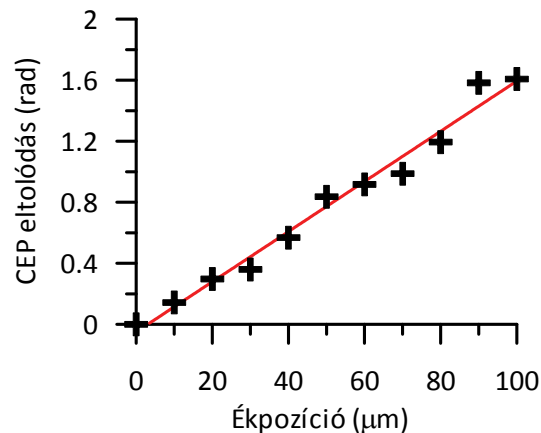


III.28. ábra. Az *XPW*-impulzusok teljes fázis- (a) és csoportkésleltetés-eltolódása (b) az ömlesztett kvarc ék pozíciójának függvényében.

A fáziseltolódást a  $-2\pi$  ugrások figyelembevételével – a spektrális fázis 800 nm-hez tartozó értéke alapján számoltam, a *GD* elhangolódását pedig a spektrális fázis ugyancsak központi hullámhosszához tartozó meredekségéből állapítottam meg. A mért adatok alapján az ék pozíciójának változtatásával 621 rad/mm-es ütemben – azaz 10 μm-ként 6,21 radiánnal, tehát megfigyelésünkkel összhangban majdnem  $2\pi$ -vel – nő a teljes fáziseltolódás értéke, ami jó egyezést ad az ék paramétereiből számolt 647,0 rad/mm-es fáziseltolódással. Ha azonban nem a teljes 200 μm-es eltolási tartományra számoljuk a mért görbe meredekségét, hanem csak 100 μm és 200 μm között, akkor 644,6 rad/mm adódik, ami már kiválóan egyezik a várt adattal. Ennek oka feltehetően az eltoló holtjátéka lehet, amely általában a mozgás kezdetekor jelentkezik. Hasonlóképpen a *GD* ékpozíció függvényében mért változására 280,5 fs/mm-t kaptam, ami újfent igen jól egyezik az ék paramétereiből megállapított 283,5 fs/mm-rel.

Az *XPW*-impulzusok *CEP*-eltolódását a spektrális fázis és a csoportkésleltetés együttes figyelembevételével számolhatjuk ki, melynek grafikonja a III.29. ábrán látható. A

*CEP* változását az ömlesztett kvarc ék 100  $\mu\text{m}$ -es elmozdulási tartományán ábrázoltam, meredekségére pedig 16,4 rad/mm-t kaptam, ami szintén összhangban van a számolások alapján várt 18,7 rad/mm-rel.



III.29. ábra. Az *XPW*-impulzusok *CEP*-eltolódása az ékpozíció függvényében.

A *GD*, az abszolút fázis és a *CEP* mért és számolt értékei közötti eltérés oka két dologra vezethető vissza. Egyrészt az ék anyaga kissé eltérhet az ömlesztett kvarc szakirodalomban megadott összetételétől és az ehhez tartozó törésmutató-értékétől [194], esetleg a laboratóriumi környezet hőmérséklete okozhatja a törésmutató eltérését. A másik ok a törőszög hibája lehet, melynek értékét a gyártó 15' pontossággal garantálja. Ez a kis eltérés is okozhatja mérések és a várt értékek közti különbséget.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy *XPW*-keltés során a spektrális szélesítés, a simítás, valamint a kontraszt növelése mellett az impulzusok *CEP*-stabilizálása is megmarad, ami különösen fontos tényező az ultragyors fény-anyag kölcsönhatások vizsgálatakor. Számos kiváló tulajdonsága az *XPW*-keltés folyamatát nemlineáris szűrőként alkalmazva rendkívül fontos részévé teheti az egymást követő *CPA*-rendszereknek [195], csakúgy, mint az erősített néhány ciklusú impulzusokat előállító lézereknek [196].

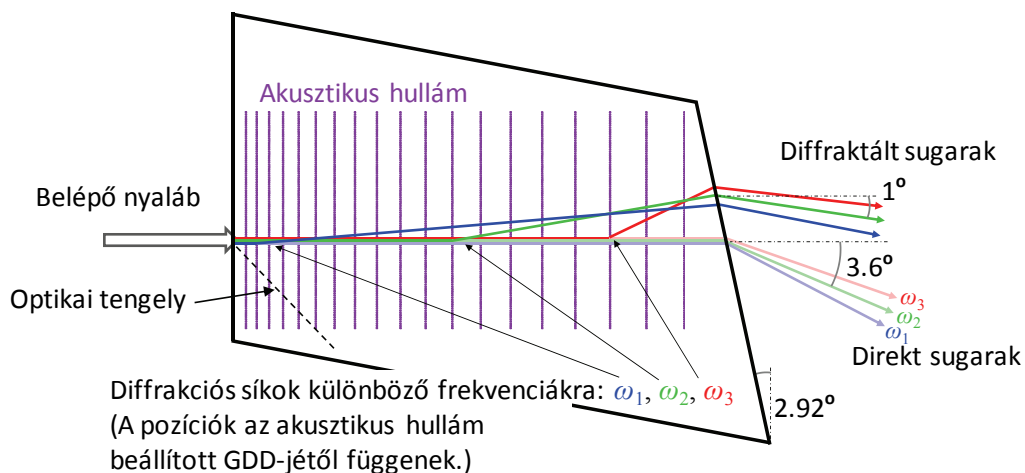
**4. tézispont. Két, egymástól független, *SSRI*-re alapuló kísérlettel igazoltam, hogy az *XPW*-keltés során létrejött impulzusok *CEP*-értéke megmaradó mennyiség [197]. Az első kísérletben az interferenciamintázat láthatóságának expozíciós időtől való függetlenségével bizonyítottam állításomat. A második kísérletben egy ék mozgásával ismert módon hangoltam az interferométer mérőkarjában haladó *XPW*-impulzusok *CEP*-értékét. A keresztpolarizációs hullámok keltése nem járult hozzá az ultrarövid impulzusok *CEP*-jének változásához.**

### III.5. Akusztóoptikai szűrő diszperziós tulajdonságainak vizsgálata

Napjainkban az ultrarövid impulzusok spektrális fázisának finomhangolására legszélesebb körben alkalmazott eszköz a *programozható akusztóoptikai diszperziós szűrő (AOPDF)*, melynek bemutatása a II.3.d alfejezetben található. Az eszköz ék alakú kialakítása és a diffrakciós irány szögfüggése miatt felmerülhet a kérdés, hogy az AOPDF-ben található kristály terheli-e szögdiszperzióval a szélessávú nyalábokat. Ennek aktív korrigálására nincs lehetőség az eszköz változtatható paramétereinek között, így – amennyiben erre szükség lenne – a szögdiszperzió kompenzálásáról külön kellene gondoskodnunk.

#### III.5.a. Modellszámítások eredménye

Az AOPDF-ben mesterségesen létrehozott akusztikus hullám és a kettőtörő  $\text{TeO}_2$  kristályon áthaladó lézernyaláb kölcsönhatásba lépnek egymással [140]. Csatlódás akkor jöhet létre közöttük, ha a fázisillesztés feltételei teljesülnek, ami részecskeképpen az energia és az impulzus megmaradását jelenti. Energia gyakorlatilag nem adódik át, mivel az akusztikus hullám a fényhez képest gyakorlatilag mozdulatnak tekinthető, ennél fogva a diffraktált fény frekvenciája megegyezik a belépő fény frekvenciájával. A lendületmegmaradást a (II.65) egyenlet fejezi ki. A kölcsönhatás után a diffraktált fény extraordinárius sugárként folytatja útját.



III.30. ábra. Egy általános AOPDF működésének vázlatos rajza.

A csörpölt akusztikus hullám hosszának változtatásával az egyes hullámhossz-komponensek diffrakciójának pozíciója befolyásolható, ezzel együtt az is, hogy mekkora úthosszat teygenek meg extraordinárius sugárként, az ordináriustól különböző törésmutatóval és spektrális fázisderiváltakkal (lásd a III.30. ábra). A későbbi kísérletek során alkalmazott eszköz (*Fastlite DAZZLER WB-800*, [198]) brosúrájában található geometriai adatokra

támaszkodva – miszerint a direkt sugarak mintegy  $3,6^\circ$ -kal, a diffraktált sugarak pedig  $1^\circ$ -kal térnek el a belépő nyaláb irányától – számolásokat végeztem az eszköz által okozott szögdiszperzió becslésére. Ennek végrehajtásához olyan sugárkövető algoritmust hoztam létre, amely az impulzusok terjedését Gauss-nyalábokkal írja le, míg az akusztikus hullámokat a kristály elülső oldalához képest szöget bezáró fázisfronttal rendelkező síkhullámként kezeli. Az akusztikus hullám fázisfrontjának szögét a [199] közlemény alapján választottam, így a  $\text{TeO}_2$  kristály optikai tengelyének a kristály elülső oldalának normálisával bezárt szögére  $31,5^\circ$ -ot kaptam, ami jól egyezett a [199] publikációban közölt értékkel. A modellben figyelmen kívül hagytam a nemlineáris törésmutató hatását.

Számolásaimból az derült ki, hogy – az extrém bemeneti nyalábparaméterek eseteitől eltekintve – a műszer kialakítása igen jól kompenzál a szögdiszperzió ellen: a síkhullámok esetén a diffraktált nyaláb terjedési irány szerinti szögdiszperziója  $-0,3 \mu\text{rad}/\text{nm}$ , ami a legtöbb kísérleti alkalmazás során gyakorlatilag elhanyagolható. Ez az érték azonban nagymértékben függ a pontos beállítástól. Ha a belépő nyaláb nem tökéletesen merőlegesen lép be a kristályba, akkor a beesési szög  $1^\circ$ -os horizontális síkú növekedésével a diffraktált nyaláb szögdiszperziója  $2,5 \mu\text{rad}/\text{nm}$ -rel növekszik. Szögdiszperziótól mentes nyalábot akkor kapunk, ha a diffraktált nyaláb eltérése a belépő nyalábtól  $0,874^\circ$ , feltehetően ennek  $1^\circ$ -ra kerekített értéke szerepel a készülék adatlapján.

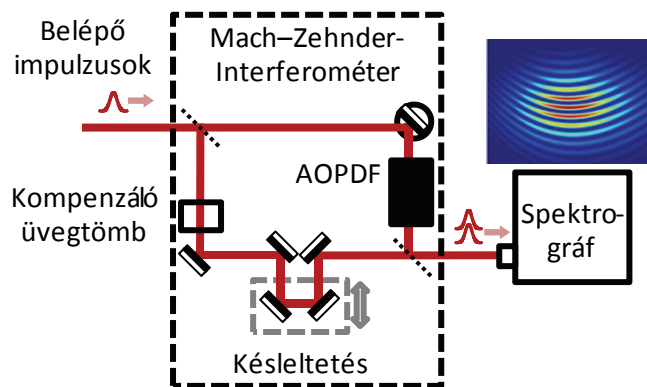
A felhasználás szempontjából túlnyomórészt érdektelen direkt nyaláb szögdiszperziójára  $6,8 \mu\text{rad}/\text{nm}$ -t kaptam. A belépő nyaláb  $1^\circ$ -os merőlegestől mért horizontális síkú eltérése ebben az esetben  $13 \mu\text{rad}/\text{nm}$ -rel növeli a direkt nyaláb szögdiszperziójának értékét. Ez már jelentős mértékű szögdiszperzió, körülbelül  $40^\circ$ -os törőszöggel rendelkező, ömlesztett kvarc anyagú prizmaéval egyenértékű, és egy szélessávú nyalábban már kritikus torzulásokat okoz.

### **III.5.b. A kísérletek felépítése**

Kísérleteink az *AOPDF* által szoftveresen vezérelhető paraméterek és a spektrális fázisderiváltak (nevezetesen a *GDD* és a *TOD*), illetve a kétféle (terjedési irány és a fázisfront szerinti) szögdiszperzió közti összefüggések vizsgálatára irányultak. Három, egymástól független mérésorozatot hajtottam végre, melyek elrendezéseit egyetlen összeállításba integráltuk össze, így nem okozott gondot a mérések közti gyors váltás.

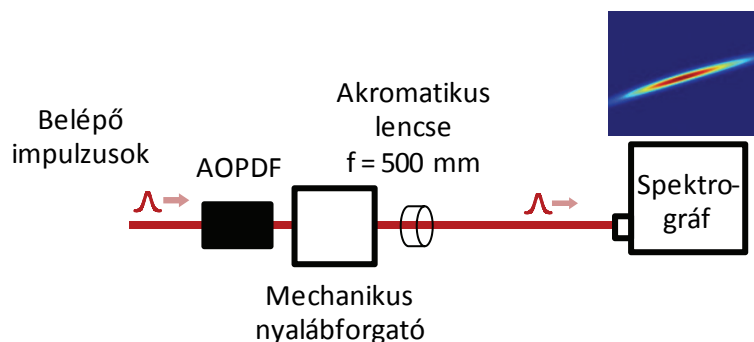
Kísérleti elrendezésem spektrális fázisderiváltak mérésére szolgáló részét a III.31. ábra szemlélteti, melynek alapját az *SSRI*-módszerre épülő Mach–Zehnder-interferométer és egy

leképző spektrográf kombinációja képezte. Az *AOPDF* diffraktált nyalábja az eredetire merőleges polarizációval rendelkezik, ezért a mérőkarban elhelyezett, derékszögben csavart periszkóp alkalmazásával állítottuk be az interferométer karjainak azonos polarizációs irányait. A  $\text{TeO}_2$  kristály anyagi diszperzióját a referenciakarba helyezett 5 cm vastagságú üvegtömb segítségével kompenzáltuk, hogy az interferenciacsíkok legyenek túlságosan görbültek. Az interferométert elhagyó impulzusokat a kétdimenziós leképző spektrográf részére irányítottam, a relatív spektrális fáziseltolódást pedig a III.31. ábra beágyazott interferogramjához hasonló felvételekből állapítottam meg.



III.31. ábra. Az *AOPDF* változtatható diszperziójának mérése *SSRI*-módszerrel.

A terjedési irány szerinti szögdiszperzió mérésének vázlatát a III.32. ábra mutatja. A *CPA*-rendszer optikai elemeinek pontatlan beállítása nem csak horizontális, hanem vertikális síkban is szögdiszperzióssá tehetik a nyalábot, ezért az *AOPDF*-et elhagyó impulzusokat egy mechanikus nyalábforgatóba (*CE Optics MePS*, [200]) vezettem, amely egy forgatható derékszögben csavart periszkóp segítségével egyszerű, pontos és gyors váltást biztosít a

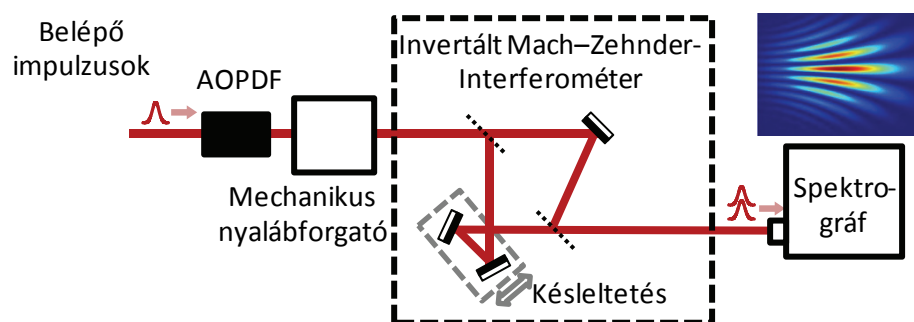


III.32. ábra. Terjedési irány szerinti szögdiszperzió mérése.

nyaláb polarizációs síkjai között. A nyalábot egy  $f = 500$  mm fókusztávolságú akromatikus lencsével a kétdimenziós leképző spektrográf részére fókuszáltam. Szögdiszperzió jelenléte esetén a különböző spektrális komponensek fókuszpontjának helye eltérő. Spektrális bontás

után nyújtott foltot kapunk, amelynek dőlésszöge összefüggésben áll a terjedési irány szerinti szögdiszperzióval (lásd a III.32. ábra beágyazott spektrogramját, valamint a [201] hivatkozást).

A fázisfront szerinti szögdiszperzió mérését az *SSRI*-összeállításbelihez képest kissé módosított interferométerrel, úgynevezett invertált Mach–Zehnder-interferométerrel végeztem el (*CE Optics PhADIM*, [200]), amely lehetővé teszi az abszolút szögdiszperzió-mérést [81, 82]. A kísérlet azon alapszik, hogy a szögdiszperzió értéke tükröződés során előjelet vált. Az invertált interferométer egyik karjában páros, míg a másikban páratlan számú tükröt helyezünk el. Az interferométer elhagyása után két ellentétes előjelű szögdiszperzióval rendelkező impulzus fog interferálni. A nyalábot a kétdimenziós leképző spektrográf részére irányítjuk. Az így keletkező interferogramok mintázatának (lásd a III.33. ábra interferogramját) adott spektrális pozícióhoz tartozó hullámhossza a komponensek által bezárt szöggel fordítottan arányos. Ennek első deriváltjából a fázisfront szerinti szögdiszperzió a (II.59) egyenlet alapján számolható.

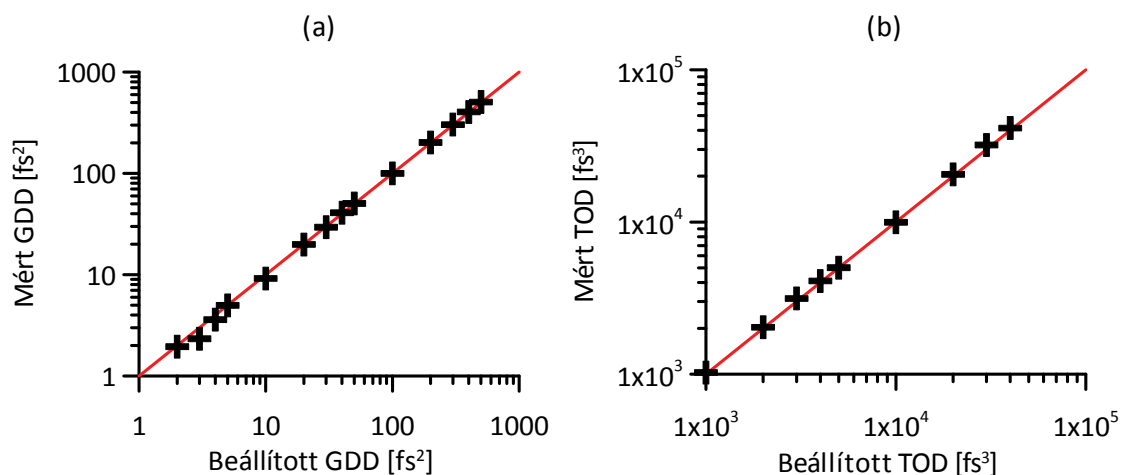


III.33. ábra. Kísérleti összeállítás fázisfront-szögdiszperzió méréséhez.

A kísérletekhez a berlini *Max-Born-Institut* lézertudományi front-end CPA rendszerének 50 Hz-es ismétlési frekvenciával működő nyalábját használtam fényforrásként [202]. A negatív csörpöléssel 10 ps-ra nyújtott impulzusok mJ alatti energiával rendelkeztek, 10%-os intenzitás szinten mért sáv szélességük pedig 100 nm körüli volt.

### III.5.c. Fázisderiváltak beállítási pontosságának mérése

Az AOPDF-en áthaladó, diffraktált lézerimpulzusok spektrális fázisának változását az eszköz bemeneti paramétereinek függvényében vizsgáltam. Állandó, 2000 fs nagyságú *GD* mellett a *GDD* és a *TOD* értékeit egymástól függetlenül változtattam úgy, hogy közben a többi fázisderivált értéke zérus legyen. A *GDD* pontosságát 2 fs<sup>2</sup> és 1000 fs<sup>2</sup> közötti, míg a *TOD* precizitását 1000 fs<sup>3</sup> és 40 000 fs<sup>3</sup> közötti tartományon ellenőriztem.



III.34. ábra. Az *AOPDF* segítségével vezérelt impulzusok *GDD* (a) és *TOD* (b) értékeinek összehasonlítása a vezérlőszoftverben beállított paraméterekkel.

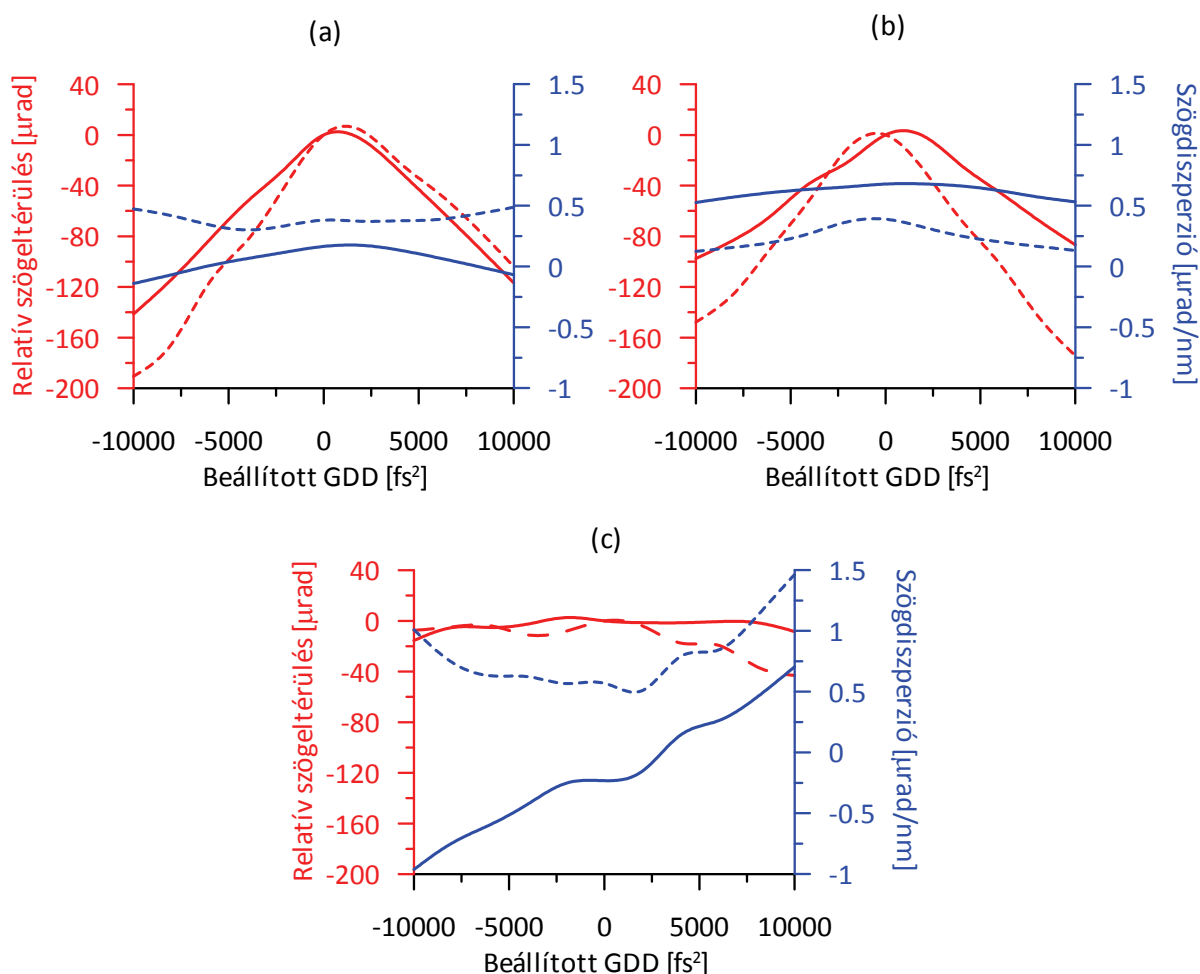
A mérési eredmények és a szoftveresen megadott *GDD*, illetve *TOD* értékek összehasonlítását a III.34. ábra mutatja. Az egymáshoz tartozó adatok relatív hibája a *GDD*-nél 1%, míg a *TOD*-nál 3% volt, amely az *SSRI*-módszer mérési hibájával megegyezik, így megállapíthatjuk, hogy az *AOPDF* paramétereinek pontossága legalább ilyen kiváló, vagy ennél jobb.

#### III.5.d. Az *AOPDF* hatása a különböző nyalábok szögdiszperziójára

A kétféle szögdiszperzió mérését a *CPA*-rendszer három különböző egységéből kicsatolt nyalábbal vizsgáltam: először közvetlenül az oszcillátort 70,5 MHz ismétlési frekvenciával elhagyó, közel transzformációlimitált, néhány nJ energiával rendelkező impulzusokat alkalmaztam, melyek 10%-os intenzitásnál mért sáv szélessége 140 nm volt. Ezt követően az impulzusnyújtón keresztülhaladó, negatív csörpöléssel 10 ps hosszúságúra nyújtott, az oszcillátor nyalábjával megegyező sáv szélességű és ismétlési frekvenciájú impulzusokra kifejtett hatást vizsgáltam; végül pedig az erősítőrendszeren átvezetett, már mJ körüli energiájú, de csak 50 Hz-es és kompresszálatlan impulzusokat irányítottam az *AOPDF*-re. Mechanikus nyalábforgató segítségével mindhárom nyaláb horizontális és vertikális irányú szögdiszperzióját mértem.

Az *AOPDF* akusztikus hullámját keltő rádiófrekvenciás jel minden lehetséges, szoftveresen vezérelhető paraméterét változtattam, úgymint a központi hullámhosszát, sáv szélességét, a spektrális lyuk pozícióját, szélességét és mélységét, valamint a diszperziós együtthatók értékét. Ezek közül a *GDD* hangolásának volt csupán érezhető hatása a diffraktált nyaláb terjedési tulajdonságaira, ennek eredményeit a III.35. ábra szemlélteti.

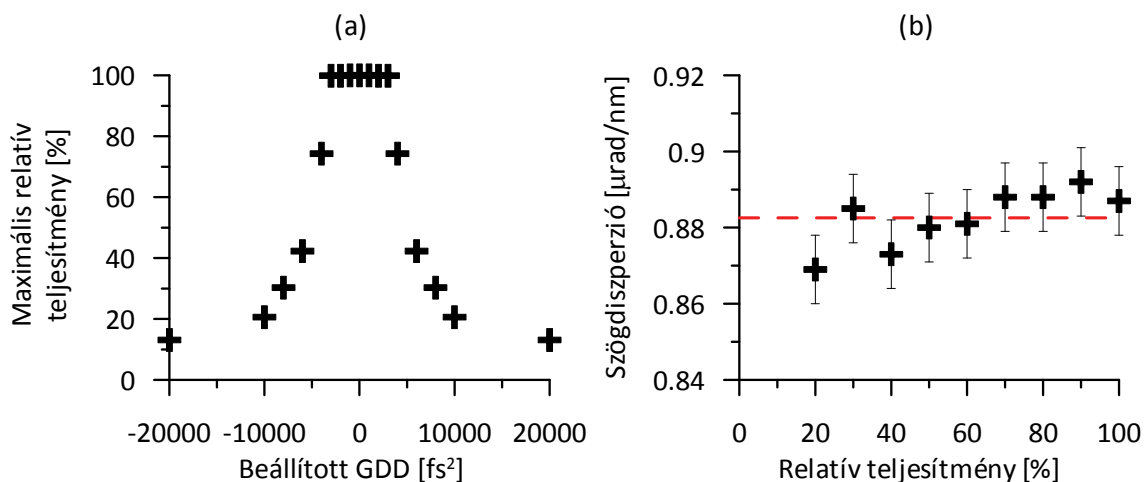




III.35. ábra. Relatív szögeltérülés (vörös görbék) és abszolút szögdiszperzió (kék görbék) a beállított *GDD* függvényében az oszcillátort (a), az impulzusnyújtót (b), illetve az erősítési szakaszt (c) elhagyó impulzusok esetében. A folytonos vonalak a diffrakció síkjában, a szaggatott vonalak az arra merőleges irányban mért szögdiszperziót mutatják.

Kísérleteim során a horizontális tengely végig az *AOPDF* diffrakciós síkjának felelt meg, míg a vertikális az erre merőleges tengely, melynek irányában nem várunk szögdiszperziót – mivel az eszköz a horizontális síkra nézve szimmetrikus. A fázisfront- és a terjedési irány szerinti szögdiszperzióra kapott eredmények mérési hibán belül elég jól egyeztek, így a III.35. ábra csak ezek átlagértékét tünteti fel. A kapott értékek nagyságrendje mindkét irányban megfelel a vártnak, habár mind a szögeltérülés, mind a szögdiszperzió V alakú függést mutat a *GDD* függvényében  $-10\,000\text{ fs}^2$  és  $10\,000\text{ fs}^2$  közötti tartományon az oszcillátor és az impulzusnyújtó nyalábjának esetében. Ezzel szemben, az erősített impulzusok szögeltérülése közel nulla, míg a horizontális irányú szögdiszperzió lineárisan függ a beállított *GDD*-től. Kísérleteink során két *AOPDF*-et vizsgáltunk (melyek 2003-ban, illetve 2008-ban készültek), mindkettővel hasonló mérési eredményeket értem el.

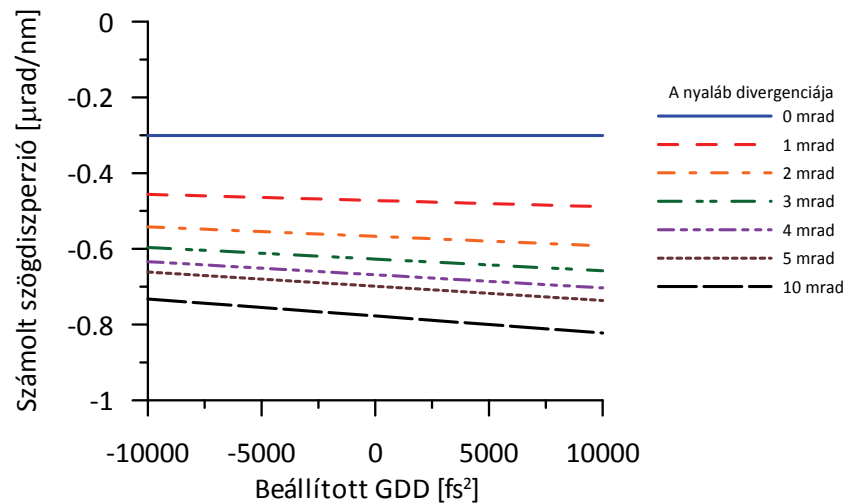
A korábban részletezett geometriai modell nem ad magyarázatot a szögeltérülés és a szögdiszperzió ilyen jellegű,  $GDD$ -tól való függésére. Az oszcillátor és impulzusnyújtó nyalábjaival kapott V alakú függés magyarázható az akusztikus hullám által okozott hőmérsékleti effektusokkal. A diffrakciós hatások ugyanis függ az akusztikus és optikai hullám kölcsönhatásának hosszától, akárcsak az akusztikus hullám amplitúdója, vagyis az akusztikus teljesítmény. Az eszköz kétféle üzemmódban használható az impulzusok ismétlési gyakoriságának megfelelően. Az erősített nyaláb alacsony, 50 Hz-es ismétlési frekvenciával rendelkezett, ebben az esetben az *AOPDF*-et *triggerelt* üzemmódban használtam. Ekkor az akusztikus teljesítmény és a  $GDD$  értéke (ezzel együtt az akusztikus hullám hossza) egymástól függetlenül állítható. Ezzel szemben nagyobb ismétlési frekvenciáknál (az oszcillátort és az impulzusnyújtót elhagyó nyalábok vizsgálatakor) a *folytonos* üzemmódot állítottam be. Ilyenkor a kristályban jelentős hő nyelődik el. A túlmelegedés megelőzésének érdekében az akusztikus teljesítményt egy adott  $GDD$ -értéknél már csak egy bizonyos korlátig választhatjuk meg (III.36. a ábra). A folytonos üzemmódban, a szögdiszperzió akusztikus teljesítmény függvényében mért értékét az III.36. b ábra mutatja.



III.36. ábra. Az *AOPDF* akusztikus hullámjának legnagyobb megengedett relatív teljesítménye és a beállított  $GDD$  közötti kapcsolat (a), illetve a folytonos üzemmódban mért szögdiszperzió a relatív akusztikus teljesítmény függvényében  $-2000 \text{ fs}^2$  nagyságú  $GDD$  mellett (b).

Modellszámításaim szerint az akusztikus hullámban beállított  $GDD$ -nek akkor van hatása a diffraktált nyaláb szögdiszperziójára, ha a belépő nyaláb divergens. A különböző divergenciák mellett számolt szögdiszperziókat a III.37. ábra szemlélteti. A grafikon alapján megállapíthatjuk, hogy csak jelentős, 1 mrad-nál nagyobb divergenciának van némi hatása, és a divergencia további növekedése esetén, 10 mrad felett konvergenciát mutat, azaz abszolút értéke és a  $GDD$  szerinti meredeksége nem nő tovább. Az erősített impulzusok esetén

tapasztalt lineáris függés oka esetleg a nyaláb divergenciájával hozható összefüggésbe (lásd III.37. ábra), illetve már a  $\text{TeO}_2$  kristályban fellépő nemlineáris folyamatok is szóba jöhetnek.



III.37. ábra. A  $GDD$  változtatásának hatása különböző divergenciákkal rendelkező nyalábokra.

Megállapíthatjuk, hogy a kísérleteimben tapasztalt szögeltérülés és szögdiszperzió mértéke nem haladja meg azt a szintet, amelynél az ultrarövid impulzusok feltűnő spektrális, térbeli vagy időbeli torzulásokat szenvednének; így a legtöbb alkalmazás esetében ezek gond nélkül figyelmen kívül hagyhatóak.

**5. tézispont.** *SSRI* segítségével elvégeztem egy *AOPDF* eszköz anyagi és szögdiszperziójának teljes karakterizálását [203]. A különböző nagyságrendű  $GDD$  és  $TOD$  a készüléken beállított és általam mért értékei mérési hibán belül azonos értéket mutattak. A szögdiszperzió vizsgálatát is elvégeztem két különböző eljárás alkalmazásával mind vízszintes, mind horizontális irányban. Mindkét módszerrel kimutattam, hogy a szögdiszperzió függ a beállításoktól és a kristály üzemi hőmérsékletétől, de mértéke azonban az *AOPDF*-et alkalmazó kísérletek többségében elhanyagolható.

## IV. ÖSSZEFOGLALÁS

A nagyintenzitású, ultrarövid impulzusokkal végzett kísérletek napjainkban a tudomány egyik legizgalmasabb területéhez tartoznak. Az ezekkel kapcsolatos kutatásoknak számtalan alkalmazása lehet a biológiától az orvostudományokon át, egészen a részecskestruktúrák és a magfúzió vizsgálatáig. Az ilyen fénynyalábokat előállító lézerrendszerek sokrétű felhasználóságuknak köszönhetően egyre szélesebb körben terjednek el, fejlődésük is egyre gyorsul a lehető legnagyobb intenzitások és a legrövidebb impulzusidők elérése felé. Az ultrarövid lézerimpulzusok keltése és paramétereik terjedés során történő megőrzése kihívásokkal teli feladat és precíz diagnosztikai eszközöket igényel. Értekezésemben a spektrálisan és térben bontott interferencia (*Spectrally and Spatially Resolved Interferometry – SSRI*) módszeréről számolok be, amely kiválóan alkalmas ultrarövid impulzusok spektrális fázistorzulásainak nagy pontosságú mérésére. Tudományos eredményeimet az alábbi tézispontokban foglalom össze:

1. Kiértékelési eljárást fejlesztettem ki *SSRI* segítségével rögzített kétdimenziós interferogramok feldolgozásához. Monte–Carlo-szimulációk alapján megállapítottam a leggyakrabban előforduló hibaforrások fázisderiváltak pontosságára kifejtett hatását [148]. Legkritikusabbnak a kamera zajából eredő hiba bizonyult. A modellezés során figyelembe vettem továbbá a kerekítési hibák, a láthatóság változásának, a fényforrás sávszélességének, a hullámhossz-kalibráció pontosságának, a hordozó-burkoló fázis csúszásának, Gauss-nyalábok görbült fázisfelületeinek és az optikai zajok (pl. diffrakciók) hatását a fázisderiváltak mérési hibáira. Az elérhető pontosság határa a csoportkésleltetés-diszperzió esetén  $0,1 \text{ fs}^2$ -et, míg a harmadrendű diszperzió esetén pedig  $3 \text{ fs}^3$ -öt kaptam.

2.a. Az *SSRI*-módszer alkalmazásával megmértem a levegő *SGD*-, *SGDD*- és *STOD*-értékeit a nyomás függvényében  $0,1 \text{ mbar}$  és  $1 \text{ bar}$  között. Számolásokat végeztem arra vonatkozóan, hogy mekkora nyomásértékre érdemes a nagyobb lézerrendszerek nyalábvezető

vákuumrendszereit optimalizálni ahhoz, hogy az impulzusidő kiszélesedése 2% illetve 20% alatt maradjon [147].

2.b. Elvégeztem néhány gázkeverék fajlagos fázisdiszperzióra vonatkozó mérését a nyomás függvényében 0,1 mbar és 1 bar között *SSRI* segítségével [162]. Hélium, neon és xenon nitrogénnel képzett különböző koncentrációjú keverékeit vizsgáltam. Eredményeim kiváló egyezést mutattak a Lorentz–Lorenz-modellből számolt értékekkel.

2.c. Új együtthatókat állapítottam meg hélium, neon, argon, kripton, xenon valamint nitrogén gázok Sellmeier-egyenleteihez nemrégiben mért fázisdiszperziós adatok és független szerzők által korábban publikált törésmutatóértékek alapján [162].

3. Megmértem az argon, a levegő, a neon, a nitrogén és a xenon nemlineáris törésmutatóját a nyomás függvényében 0,05 mbar és 1 bar között, *CPA*-rendszerrel keltett nagyintenzitású impulzusok *SSRI*-módszerrel létrehozott interferenciájából [188]. Eredményeim az irodalom alapján várt értékekkel összhangban vannak.

4. Két, egymástól független, *SSRI*-re alapuló kísérlettel igazoltam, hogy az *XPW*-keltés során létrejött impulzusok *CEP*-értéke megmaradó mennyiség [197]. Az első kísérletben az interferenciamintázat láthatóságának expozíciós időtől való függetlenségével bizonyítottam állításomat. A második kísérletben egy ék mozgásával ismert módon hangoltam az interferométer mérőkarjában haladó *XPW*-impulzusok *CEP*-értékét. Az *XPW*-folyamat során előállított impulzusok *CEP*-jének értékét a keltőimpulzusok *CEP*-je és az ékek pozíciója egyértelműen meghatározta.

5. *SSRI* segítségével elvégeztem egy *AOPDF* eszköz anyagi és szögdiszperziójának teljes karakterizálását [203]. A különböző nagyságrendű *GDD* és *TOD* a készüléken beállított és általam mért értékei mérési hibán belül azonos értéket mutattak. A szögdiszperzió vizsgálatát is elvégeztem két különböző eljárás alkalmazásával mind vízszintes, mind horizontális irányban. Mindkét módszerrel kimutattam, hogy a szögdiszperzió függ a beállításoktól és a kristály üzemi hőmérsékletétől, de mértéke azonban az *AOPDF*-et alkalmazó kísérletek többségében elhanyagolható.

## V. SUMMARY

### V.1. Introduction

Experiments with intense ultrashort pulses are one of the most intriguing and exciting fields of science nowadays. Countless applications can benefit from its research starting from biology, medical sciences to particle structure and nuclear fusion. Laser systems, which are capable of generating such pulses, are coming into use on a more and more widespread scale; moreover, their development is escalating towards the highest intensities and shortest pulse durations. The impact of this evolution can be felt closely even at the *University of Szeged*, where the *Extreme Light Infrastructure (ELI)* has been decided to construct recently. The aim of *ELI-ALPS (Attosecond Light Pulse Source)* is to produce few-cycle, phase-stabilized pulses having multi-terawatt ( $10^{12}$  W) peak power in order to generate attosecond ( $10^{-18}$  s) light signals, which are necessary to observe femtosecond ( $10^{-15}$  s) and faster phenomena. The generation and maintenance of their parameters during propagation of such pulses are significantly challenging and require precise diagnostic tools. One of the most powerful methods for this purpose is called *Spectrally and Spatially Resolved Interferometry (SSRI)*, which is capable of measure the relative spectral phase of broadband light sources with exceptional accuracy.

The main purpose of present thesis is to reveal the advantages and limitations of the *SSRI* technique through several model calculations and experimental studies, which were carried out in the laser laboratories of the *Department of Optics and Quantum Electronics* of the *University of Szeged* (Szeged, Hungary), the *Max Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy* (Berlin, Germany) and the *Laboratory of Applied Optics* of the *École Polytechnique* (Palaiseau, France).

## V.2. Preliminaries and objectives

The temporal shape of ultrashort pulses can be strongly affected during propagation. Fourier theorem declares that the shorter the pulse, the broader its spectrum is. Spectral components possess different velocity of propagation in the vast majority of transparent media, thus ones with shorter wavelength get behind, while longer wavelength components get ahead of the core of the pulse. This separation process increases the pulse duration and diminishes the peak intensity. Several diagnostic methods have been developed to monitor spatiotemporal parameters. Some of them are self-reference techniques (e.g. autocorrelation, *FROG*, *SPIDER*) in order to determine absolute values and therefore based on nonlinear processes, like second harmonic generation, which require intense beams and make the precision sensitive to alignment. On the contrary, linear techniques (e.g. *Spectrally Resolved Interferometry – SRI*, *Spectrally and Spatially Resolved Interferometry – SSRI*) are easy to assemble and use experimentally, moreover better accuracy can be achieved. These make *SRI* and *SSRI* powerful tools to measure relative spectral phase shift. After collinear *SRI* has been studied exhaustively already, it has become timely to investigate *SSRI* in details.

1. The first goal of my thesis was to thoroughly examine the *SSRI* method, particularly the influence of different parameters on the accuracy of measurement. I devised model calculations to determine the optimal parameters of the light source and the elements of the experimental set-up in order to minimize the standard deviation of measured *Group Delay Dispersion (GDD)* and *Third Order Dispersion (TOD)* results. Furthermore, I studied the effect of several error sources on the best achievable precision.

Spatiotemporal diagnostics are vital parts of *Chirped Pulse Amplification (CPA)* laser systems, since amplified pulses can be used effectively only when they are close to the Fourier transform limit. After leaving the compressor, pulses often travel a considerable amount of distance to the experimental target, and if they are propagating in atmospheric air, its linear and nonlinear dispersion effects should be taken into account. In several cases of more advanced laser systems, pulse compressors and beam lines until the target are built in vacuum chambers in order to avoid undesired phase defects. Still, the pressure dependent dispersion, more precisely the *Specific Group Delay (SGD)*, the *Specific GDD (SGDD)* and the *Specific TOD (STOD)* of residual gas mixtures in vacuum systems should be considered during design of these beam lines.

2.a My aim was to measure the *SGDD* and *STOD* of air as a function of pressure within the range from 0.1 mbar to 1 bar by the means of *SSRI*. I laid down calculations to estimate the pressure limits of vacuum systems at given propagation lengths, where the elongation of pulse duration stays within 2% and 20%.

2.b I elaborated measurements to determine the specific dispersion coefficients of several gas mixtures at different concentrations. I plotted to analyze the correlation between my experimental results and the expected values from Lorentz-Lorenz theorem.

2.c I purposed to compute new coefficients of Sellmeier-type refractive index formulas of inert gases and nitrogen based on their measured *SGD*, *SGDD* and *STOD* values.

The intensity of laser pulses produced by *CPA* systems can easily reach over the threshold where nonlinear processes become significant. It could result self-focusing and self-phase modulation, which often lead damages on the surface of crystals and mirrors. On the other side, exciting phenomena can be generated, like high-harmonics, attosecond pulses, white light and extremely stable filaments. Most of these experiments are preformed in inert gas media, because of their special electron configuration. Several measurements on the nonlinear refractive index of atmospheric and inert gases have been published, yet there is no comprehensive data available on the pressure dependence of  $n_2$  of inert gases.

3. My next objective was to develop and carry out *SSRI*-based experiments to reveal the pressure dependence of nonlinear refractive index of gases. With my experimental realization, I intended to measure the nonlinear indices of air, argon, neon, nitrogen and xenon between 0.1 mbar and 1 bar, and compare my results obtained at 1 bar with values available in literature sources.

Another substantial issue of the *CPA* lasers is the temporal contrast of the pulses, since parasitic pre- and post-pulses can entirely change the outcome of certain experiments. One of the most promising methods to improve the contrast is the so-called *cross-polarized wave (XPW)* generation. In this third-order nonlinear process, electromagnetic waves are generated with perpendicular polarization compared to the incident light. The conversion efficiency is proportional to the third power of temporal intensity; therefore the contrast of the pulses can be increased by several orders of magnitude. Moreover, besides the contrast enhancement, *XPW* generation has a number of useful properties, e.g. spectral broadening, temporal cleaning and easy experimental realizability. Unfortunately, the efficiency is fairly sensitive to the spectral phase, consequently, to the temporal compression of the incoming pulses; for this



reason, practically transform limited pulses are required. Another problem might have arisen for experimental applications, if the *CEP* of the pulses has been altered by the *XPW* process. Theoretical predictions declare that the *CEP* should be preserved during the *XPW* generation, but experimental proof has yet to be demonstrated.

4. Based on two independent, *SSRI*-related experiments, I contrived to show that the *CEP* of *XPW* pulses depends exclusively on the *CEP* of the original pulses, but independent from the generation process itself.

The severe spatiotemporal difficulties of ever widely used *CPA* systems have made it necessary to develop methods for independent control of dispersion coefficients of ultrashort laser pulses. Among several ideas that have been suggested, the *AOPDF* devices are found to be one of the best solutions, which are based on the nonlinear interaction between light and accordingly formed acoustic waves propagating in a crystal. These sound waves are generated by an electronic signal in the radio frequency range and in this manner; it allows separate control of the dispersion coefficients between rather wide bounds. In spite of the widespread use of *AOPDF* devices, there is no comprehensive study available – besides one single conference proceeding – on the precision of the dispersion coefficients and possible spatiotemporal side effects. Since the front and rear sides of the acousto-optical crystal are designed to be non-parallel, one can get suspicious about the introduction of angular dispersion into the beam. Taken into account that after the acousto-optic diffraction, the spectral components propagate according to the extraordinary refractive index, and also that the length of the acoustic waves are depend on the chirp, the optical path length of the components can be different; and it can happen, that the angular dispersion of the diffracted pulses are related to the phase properties of the radio frequency signal.

5. My last goal was to investigate the accuracy of the manually preset material dispersion coefficients and residual angular dispersion of an *AOPDF*. I planned to compare the obtained results and their expected values based on my model calculations.

### **V.3. Methods of investigation**

During my research, different methods, materials and devices were used. These are detailed in the following bullet points.

1. My evaluation algorithm for *SSRI* images was based on nonlinear function fitting by the means of the method of least squares. I compiled the code in *C++* language to ensure platform-independent utilization. This software was used throughout my doctoral studies.

The modeled and afterwards experimentally realized set-up of the *SSRI* method was based on the combination of a Mach-Zehnder interferometer and a two-dimensional imaging spectrograph. Femtosecond laser pulses at 800 nm central wavelength with at least 70 nm bandwidth were applied as light source in the model calculations and all further measurements. I used Monte-Carlo simulations to optimize the parameters of the experimental circumstances. I compared the effectiveness and accuracy of my code with the commonly used Fourier-based algorithm.

2.a The dispersion properties of air was measured in two steps. First, I determined the *SGDD* and the *STOD* of air at ambient pressure by using *SSRI* method. I set the difference of the arm lengths of the Mach-Zehnder interferometer exactly to integer times of the distance of subsequent pulses. In the second step, I inserted a gas tube into the sample arm, filled the tube with air and varied the pressure from 1 bar to 0.01 mbar. Since I could obtain only relative values from this latter measurement, I applied the results of the first experiment as a reference.

2.b With the same experimental set-up as in the second step of 2.a, I filled the tube with gas mixtures with known concentration. For the demonstration, I chose gases with low (He and Ne) or high dispersion (Xe) to mix with moderately dispersive molecular nitrogen.

2.c I constructed a regression algorithm to calculate Sellmeier coefficients with the use of refractive index values and phase derivatives. I applied this method to the combined data of recently determined dispersion properties of inert gases and nitrogen and refractive indices from several independent publications found in the literature.

3. In order to measure nonlinear refractive index of gases, I established experimentally a Mach-Zehnder interferometer with the beams of both arms propagated in the same gas chamber, but their intensity was split to a ratio of 10:1 by a partial reflector. I created an algorithm to extract the nonlinear indices at certain pressures from the difference in spectral phase due to the unevenly intense beams of the interferometer arms.

4. I executed two separated experiments to prove the preservation of *CEP* during *XPW* generation. The arms of the Mach-Zehnder interferometer were created by a polarization splitter: the sample arm contained the *XPW* pulses, while the fundamental beam propagated in the reference arm. In the first experiment, I recorded interference patterns at different orders of magnitude of exposure times to analyze the *CEP* stability through the visibility of the

fringes. In the second one, I controlled the *CEP* of the *XPW* pulses in a known manner with the use of glass wedges and detected the *CEP* detunement interferometrically.

5. I performed full characterization of the material and angular dispersion properties of beams from different stages of a *CPA* laser system when propagating through an *AOPDF* device. Material dispersion was measured with regular *SSRI* method. An inverted Mach-Zehnder interferometer was used to determine the phase front angular dispersion, and propagation direction angular dispersion was also quantified by focusing the beam on the slit of a two-dimensional imaging spectrograph. I applied a mechanical beam rotator to explore the angular dispersion along both horizontal and vertical axes.

#### **V.4. New scientific results**

The summary of my scientific results are listed as the followings:

1. I have developed an evaluation method for extracting the spectral phase surface from two-dimensional *SSRI* images. I have determined the effect of the most frequent error sources on the accuracy of phase derivatives by the means of Monte-Carlo simulations [148]. The noise of the *CCD* camera has been found to be the most critical. I have analyzed the effects of the computational roundings, visibility changes of interference fringes, bandwidth of the light source, inaccurate wavelength calibration, *CEP*-drift, Gaussian phase fronts and typical optical noises (e.g. diffraction). I have obtained that the achievable accuracy is  $0.1 \text{ fs}^2$  in *GDD* and  $3 \text{ fs}^3$  in *TOD*.

2.a I have measured the *SGD*, *SGDD* and *STOD* of air as a function of pressure from 0.1 mbar to 1 bar with the use of *SSRI* method. I have completed calculations to optimize the pressure of vacuum tubes of large laser systems in order to keep the elongation of the pulse duration under 2% or 20% [147].

2.b I have applied the *SSRI* technique to determine the pressure dependence of the specific phase dispersion coefficients of gas mixtures between 0.1 mbar and 1 bar [162]. Different concentrations of helium, neon and xenon in nitrogen have been investigated. My results showed exceptional correspondence with the expected values from the Lorentz-Lorenz theorem.

2.c I have laid down new coefficients of Sellmeier-type equations for the refractive index of helium, neon, krypton, xenon and nitrogen based on recently measured phase dispersion properties and earlier published refractive index values by independent authors [162].

3. I have measured the pressure dependence of nonlinear refractive index of air, argon, neon, nitrogen and xenon between 0.05 mbar and 1 bar by the means of *SSRI* method and *CPA*-generated high intensity pulses [188]. My findings were in great agreement with the expectations based on the literature.
4. I have proved the preservation of *CEP* of the *XPW* pulses during their generation by two *SSRI*-related, independent experiments [197]. In the first one, I showed the independence of the visibility from the exposure time. In the second experiment, I controlled the *CEP* of the *XPW* pulses with a glass wedge. I have found that the *CEP* of the *XPW* pulses is defined unambiguously by the *CEP* of the original pulses and the position of the wedges.
5. I have characterized the accuracy of an *AOPDF* device in material dispersion and its residual angular dispersion using *SSRI* [203]. I have obtained exceptional agreement within the measurement precision between the measured and preset *GDD* and *TOD* through several orders of magnitude. I have examined the residual angular dispersion of the *AOPDF* with two separated methods in both horizontal and vertical axes. I have found from both experiments that the angular dispersion depends on the operating temperature of the crystal; however, it is practically negligible in most experimental applications of *AOPDF* devices.

## VI. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Köszönetemet szeretném kifejezni mindazoknak, akik közvetve, vagy közvetlenül segítségemre voltak dolgozatom megírása és az ahhoz vezető, kihívásokban és élményekben bővelkedő út során. Elsősorban *Dr. Osvay Károlynak* szeretném megköszönni, hogy témavezetőként nem csupán bevezetett a tudományos kutatás világába, de példaként szolgált a problémákhoz való professzionális hozzáállás elsajátításához. Köszönöm, hogy nem csak kollégaként, hanem barátként is minden esetben számíthattam segítségére.

Köszönöm *Dr. Bor Zsoltnak*, *Dr. Szabó Gábornak* és *Dr. Rácz Bélának* hogy biztosították a doktori fokozatszerzéshez szükséges feltételeket.

Hálás vagyok *Dr. Kovács Attilának*, hogy mindig készségesen segített az interferometriával kapcsolatban fermerült kérdések megválaszolásában.

Köszönöm *Dr. Mikhail Kalashnikovnak* és *Dr. Rodrigo Lopez-Martens-nek* hogy laboratóriumaikban lehetőséget és segítséget nyújtottak külföldi kutatásaim során.

Köszönet illeti a *TeWaTi* kutatócsoport és a *CE Optics Kft.* jelenlegi és egykori munkatársait, különös tekintettel *Dr. Kurdi Gáborra*, *Dr. Görbe Mihályra*, *Dr. Merő Márkra*, *Heiner Zsuzsannára*, *Jóhárt Péterre*, *Sipos Áronra*, *Balogh Imrére*, *Kiss Miklósrá*, *Kiss Bálintra*, *Dr. Vass Csabára*, *Péter Viktóriára* és *Verseghy Veronikára*, akik mindig gondoskodtak a jó hangulatról és a segítettek a mindennapi problémák megoldásában.

Külön köszönet illeti *Dr. Égerházi Lászlót* baráti támogatásáért, önzetlen segítőkészségéért, azért, hogy éveken át elviselt lakótársként, valamint nem utolsó sorban doktori dolgozatom kimagaslóan alapos lektorálásáért.

Szeretném megköszönni szüleimnek és testvéreimnek nélkülözhetetlen szeretetüket és támogatásukat, amely kimondhatatlanul sokat jelent nekem.

Jelen kutatási eredmények megjelenését az *Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok (OTKA)* K75149 és T047078 azonosítószámú, a *Nemzeti Kutatási és Fejlesztési Programok (NKFP)* 1/00007/2005 azonosítószámú, a Laserlab Europe „*Access to Research Infrastructures activity in the Sixth Framework Programme of the EU*” című, RII3-CT-2003-506350 azonosítószámú, valamint „*Az SZTE Kutatóegyetemi Kiválósági Központ tudásbázisának kiszélesítése és hosszú távú szakmai fenntarthatóságának megalapozása a kiváló tudományos utánpótlás biztosításával*” című, *TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012* azonosítószámú projekt támogatta. Az értekezésemben bemutatott projektek az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósultak meg.

## VII. GYAKRAN HASZNÁLT RÖVIDÍTÉSEK JEGYZÉKE

Rövidítés	Angol nyelvű kifejezés	A kifejezés magyar megfelelője
<i>AOPDF</i>	– <i>acousto-optical programmable dispersive filter</i>	programozható akusztóoptikai diszperziós szűrő
<i>CEP</i>	– <i>carrier-envelope phase</i>	hordozó-burkoló fázis
<i>CPA</i>	– <i>chirped pulse amplification</i>	fázismodulált impulzuserősítés
<i>FROG</i>	– <i>frequency-resolved optical gating</i>	frekvenciabontott optikai kapuzás
<i>GD</i>	– <i>group delay</i>	csoportkésleltetés
<i>GDD</i>	– <i>group delay dispersion</i>	csoportkésleltetés-diszperzió
<i>SGD</i>	– <i>specific group delay</i>	fajlagos csoportkésleltetés
<i>SGDD</i>	– <i>specific group delay dispersion</i>	fajlagos csoportkésleltetés-diszperzió
<i>SPIDER</i>	– <i>spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction</i>	elektromos mező közvetlen rekonstruálásra szolgáló spektrális fázis-interferometria
<i>SRI</i>	– <i>spectrally resolved interferometry</i>	spektrálisan bontott interferometria
<i>SSRI</i>	– <i>spectrally and spatially resolved interferometry</i>	spektrálisan és térben bontott interferometria
<i>STOD</i>	– <i>specific third order dispersion</i>	fajlagos harmadrendű diszperzió
<i>TOD</i>	– <i>third order dispersion</i>	harmadrendű diszperzió
<i>XPW</i>	– <i>cross-polarized waves</i>	keresztpolarizált hullámok

## VIII. HIVATKOZÁSOK

- [1] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleineberg, "Single-cycle nonlinear optics," *Nature* **320**, 1614-1617 (2008).
- [2] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature* **187**, 493-494 (1960).
- [3] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," *Applied Physics Letters* **38**, 671-672 (1981).
- [4] Z. Bor, A. Müller, B. Rácz, F. P. Schäfer, "Ultrashort pulse generation by distributed feedback dye lasers. I," *Applied Physics B* **27**, 9-14 (1982).
- [5] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of  $Ti:Al_2O_3$ ," *Journal of the Optical Society of America B* **3**, 125-133 (1986).
- [6] W. E. Lamb, "Theory of an optical maser," *Physical Review* **134**, A1429-A1450 (1964).
- [7] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked  $Ti:sapphire$  laser," *Optics Letters* **16**, 42-44 (1991).
- [8] D. Strickland, G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **55**, 447-449 (1985).
- [9] V. S. Yakovlev, P. Dombi, G. Tempea, C. Lemell, J. Burgdörfer, T. Udem, A. Apolonski, "Phase-stabilized 4-fs pulses at the full oscillator repetition rate for photoemission experiment," *Applied Physics B* **76**, 329-332 (2003).
- [10] W. Sellmeier, "Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen," *Annalen der Physik und Chemie* **219**, 272-282 (1871).
- [11] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, hetedik kiadás (Cambridge, 1999).
- [12] L. R. Pendrill, "Refractometry and gas density," *Metrologia* **41**, S40-S51 (2004).
- [13] P. Lazaridis, G. Debarge, and P. Gallion, "Time-bandwidth product of chirped  $sech^2$  pulses: application to phase-amplitude-coupling factor measurement," *Optics Letters* **20**, 1160-1162 (1995).
- [14] J.-C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, második kiadás (AP, 2006).
- [15] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley & Sons, 1999).
- [16] R. D. Guenther, *Modern Optics* (Wiley & Sons, 1990).
- [17] A. M. Weiner, *Ultrafast Optics* (Wiley & Sons, 2009).
- [18] C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses - Principles and Experiments*, második kiadás (Springer, 2005).
- [19] F. A. Jenkins, H. E. White, *Fundamentals of Optics*, hetedik kiadás (McGraw-Hill, 2001).
- [20] K. Varjú, A. P. Kovács, K. Osvay, G. Kurdi, "Angular dispersion of femtosecond pulses in a Gaussian beam," *Optics Letters* **27**, 2034-2036 (2002).
- [21] O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork, "Negative group-velocity dispersion using refraction," *Journal of the Optical Society of America A* **1**, 1003-1006 (1984).
- [22] Z. Bor, B. Rácz, "Group velocity dispersion in prisms and its application to pulse compression and travelling-wave excitation," *Optics Communications* **54**, 165-170 (1985).



- [23] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics* (Marcel Dekker, 1996).
- [24] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, harmadik kiadás (Academic Press, 2008).
- [25] P.D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, "Intensity-dependent changes in the refractive index of liquids," *Physical Review Letters* **12**, 507-509 (1964).
- [26] A. L. Gaeta, R. W. Boyd, J. R. Ackerhalt, P. W. Milonni, "Instabilities and chaos in the polarizations of counterpropagating light fields," *Physical Review Letters* **58**, 2432-2435 (1987).
- [27] S. Dubey, S. Ghosh, "Nonlinear absorption and refractive-index of a raman scattered mode in magnetoactive centrosymmetric semiconductor plasmas," *Physica B - Condensed Matter* **210**, 95-103 (1995).
- [28] H. Kanbara, H. Kobayashi, T. Kaino, N. Ooba, T. Kurihara, "Molecular-length dependence of 3rd-order nonlinear-optical properties in conjugated organic materials," *Journal of Physical Chemistry* **98**, 12270-12277 (1994).
- [29] Q. Zhang, J. P. Badiali, "Optical birefringence in inhomogeneous polar liquids - existence of a natural Kerr effect," *Molecular Physics* **75**, 325-331 (1992).
- [30] R. A. Ganeev, A. I. Ryasnyansky, A. L. Stepanov, T. Usmanov, "Saturated absorption and nonlinear refraction of silicate glasses doped with silver nanoparticles at 532 nm," *Optical and Quantum Electronics* **36**, 949-960 (2004).
- [31] F. Hache, A. Zeboulon, G. Gallot, G. M. Gale, "Cascaded second-order effects in the femtosecond regime in  $\beta$ -barium borate: self-compression in a visible femtosecond optical parametric oscillator," *Optics Letters* **20**, 1556-1558 (1995).
- [32] S.-L. Guo, L. Xu, H.-T. Wang, X.-Z. You, N. B. Ming, "Determination of optical nonlinearities in  $\text{Cu}(\text{mpo})_2$  by Z-scan technique," *Optical and Quantum Electronics* **35**, 693-703 (2003).
- [33] G. Martin, R. W. Hellwarth, "Infrared-to-optical image conversion by Bragg reflection from thermally induced index gratings," *Applied Physics Letters* **34**, 371-373 (1979).
- [34] J. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, F. Simoni, "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Applied Optics* **24**, 1270-1282 (1985).
- [35] T. Hirayama, M. Sheik-Bahae, "Real-time chirp diagnostic for ultrashort laser pulses," *Optics Letters* **27**, 860-862 (2002).
- [36] R. Trebino, J. D. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *Journal of Optical Society of America A* **10**, 1101-1111 (1993).
- [37] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, W. E. White, "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation," *Journal of Optical Society of America B* **11**, 2206-2215 (1994).
- [38] D. J. Kane, R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency resolved optical gating," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**, 571-579 (1993).
- [39] T. S. Clement, A. J. Taylor, D. J. Kane, "Single-shot measurement of the amplitude and phase of ultrashort laser pulses in the violet," *Optics Letters* **20**, 70-72 (1995).
- [40] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, "Transient-grating frequency-resolved optical gating," *Optics Letters* **22**, 519-521 (1997).
- [41] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, "Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation," *Optics Letters* **21**, 1381-1383 (1996).
- [42] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, D. J. Kane, "measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Review of Scientific Instruments* **68**, 3277-3295 (1997).
- [43] C. Iaconis, I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort pulses," *Optics Letters* **23**, 792-794 (1998).
- [44] V. Wong, I. A. Walmsley, "Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers," *Optics Letters* **19**, 287-289 (1994).
- [45] E. M. Kosik, A. S. Radunsky, I. A. Walmsley, C. Dorrer, "Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit," *Optics Letters* **30**, 326-328 (2005).
- [46] A. S. Wyatt, I. A. Walmsley, G. Stibenz, G. Steinmeyer, "Sub-10 fs pulse characterization using spatially encoded arrangement for spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction," *Optics Letters* **31**, 1914-1916 (2006).

- [47] C. Froehly, A. Lacourt, J. C. Viénot, "Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles de pupilles optiques, justifications expérimentales et applications," *Nouvelle Revue d'Optique* **4**, 183-186 (1973).
- [48] L. Lepetit, G. Chériaux, M. Joffre, "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy," *Journal of Optical Society of America B* **12**, 2467-2474 (1995).
- [49] C. Dorrer, F. Salin, "characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry," *Journal of Optical Society of America B* **15**, 2331-2337 (1998).
- [50] C. Dorrer, N. Belabas, J-P. Likforman, M. Joffre, "Experimental implementation of Fourier-transform spectral interferometry and its application to the study of spectrometers," *Applied Physics B* **70**, S99-S107 (2000).
- [51] C. Dorrer, "Influence of the calibration of the detector on spectral interferometry," *Journal of Optical Society of America B* **16**, 1160-1168 (1999).
- [52] C. Dorrer, N. Belabas, J-P. Likforman, M. Joffre, "Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry," *Journal of Optical Society of America B* **17**, 1795-1802 (2000).
- [53] J. Jasapara, W. Rudolph, "Characterization of sub-10-fs pulse focusing with high-numerical-aperture microscope objectives," *Optics Letters* **24**, 777-779 (1999).
- [54] S. Bera, A. J. Sabbah, C. G. Durfee, J. A. Squier, "Development of a femtosecond micromachining workstation by use of spectral interferometry," *Optics Letters* **30**, 373-375 (2005).
- [55] W. Amir, T. A. Planchon, C. G. Durfee, J. A. Squier, P. Gabolde, R. Trebino, M. Müller, "Simultaneous visualization of spatial and chromatic aberrations by two-dimensional Fourier transform spectral interferometry," *Optics Letters* **31**, 2927-2929 (2006).
- [56] W. Amir, T. A. Planchon, C. G. Durfee, J. A. Squier, "Complete characterization of a spatiotemporal pulse shaper with two-dimensional Fourier transform spectral interferometry," *Optics Letters* **32**, 939-941 (2007).
- [57] A. P. Kovács, K. Varjú, K. Osvay, Z. Bor, "On the formation of white-light interference fringes," *American Journal of Physics* **66**, 985-989 (1998).
- [58] C. Sáinz, J. E. Calatroni, G. Tribillon, "Refractometry of liquid samples with spectrally resolved white light interferometry," *Measurement Science and Technology* **1**, 356-361 (1990).
- [59] J. Calatroni, C. Sáinz, R. Escalona, "Stationary phase in spectrally resolved white light interferometry as a refractometry tool," *Journal of Optics A* **5**, S207-S210 (2003).
- [60] P. Hlubina, "Group velocity dispersion in fused-silica sample measured using white-light interferometry with the equalization wavelength determination," *Optik* **3**, 149-152 (2002).
- [61] Y. Deng, W. Yang, C. Zhou, X. Wang, J. Tao, W. Kong, Z. Zhang, "Direct measurement of group delay with joint time-frequency analysis of a white-light spectral interferogram," *Optics Letters* **33**, 2855-2857 (2008).
- [62] L. Pucciati, "Dispersione anomala della ossiemoglobina," *Il Nuovo Cimento* **2**, 257-264 (1901).
- [63] D. Roschdestwensky, "Anomale Dispersion im Natriumdampf," *Annalen der Physik (Leipzig)* **344**, 307-345 (1912).
- [64] W. C. Marlow, "Hakenmethode," *Applied Optics* **6**, 1715-1724 (1967).
- [65] H. J. Kim, B. W. James, "The use of Fourier transform techniques for the analysis of hook interferograms," *Optics Communications* **118**, 542-545 (1995).
- [66] J. Bauer, "Die Dispersion des Phasensprungs bei der Lichtreflexion an Dünnen Metallschichten," *Annalen der Physik* **412**, 481-501 (1934).
- [67] C.F. Bruce, P. E. Ciddor, "Phase dispersion in multilayer films," *Journal of Optical Society of America* **50**, 295-299 (1960).
- [68] R. Szipőcs, K. Ferencz, C. Spielmann, F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," *Optics Letters* **19**, 201-203 (1994).
- [69] A. Stingl, C. Spielmann, F. Krausz, R. Szipőcs, "Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms," *Optics Letters* **19**, 204-207 (1994).
- [70] A. P. Kovács, K. Osvay, Z. Bor, R. Szipőcs, "Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry," *Optics Letters* **20**, 788-790 (1995).
- [71] D. Meshulach, D. Yelin, Y. Silberberg, "White light dispersion measurements by one- and two-dimensional spectral interference," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 1969-1974 (1997).

- [72] A. Baltuška, T. Kobayashi, "Adaptive shaping of two-cycle visible pulses using a flexible mirror," *Applied Physics B* **75**, 427-443 (2002).
- [73] K. Misawa, T. Kobayashi, "Femtosecond Sagnac interferometer for phase spectroscopy," *Optics Letters* **20**, 1550-1552 (1995).
- [74] A. P. Kovács, K. Osvay, G. Kurdi, M. Görbe, J. Klebniczki, Z. Bor, "Dispersion control of a pulse stretcher-compressor system with two-dimensional spectral interferometry," *Applied Physics B* **80**, 165-170 (2005).
- [75] D. Meshulach, D. Yelin, Y. Silberberg, "Real-time spatial-spectral interference measurements of ultrashort optical pulses," *Journal of Optical Society of America B* **14**, 2095-2098 (1997).
- [76] B. Parys, J.-F. Allard, D. Morris, C. Pépin, D. Houde, A. Cornet, "Assessment of the spectral interference method applied to the stretching measurement of diffused laser pulses," *Journal of Optics A* **7**, 249-254 (2005).
- [77] P. Bownan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino, S. Akturk, "Crossed-beam spectral interferometry: a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time," *Optics Express* **14**, 11892-11900 (2006).
- [78] K. Osvay, K. Varjú, G. Kurdi, "High order dispersion control for femtosecond CPA lasers," *Applied Physics B* **89**, 565-572 (2007).
- [79] I. Pupeza, X. Gu, E. Fill, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, F. Krausz, T. Udem, "Highly sensitive dispersion measurement of a high-power passive optical resonator using spatial-spectral interferometry," *Optics Express* **18**, 26184-26195 (2010).
- [80] S. A. Diddams, A. Bartels, T. M. Ramond, C. W. Oates, S. Bize, E. A. Curtis, J. C. Bergquist, L. Hollberg, "Design and control of femtosecond lasers for optical clocks and the synthesis of low-noise optical and microwave signals," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **9**, 1072-1080 (2003).
- [81] G. Pretzler, A. Kasper, K. J. Witte, "Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers," *Applied Physics B* **70**, 1-9 (2000).
- [82] K. Varjú, A. P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay, "High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser," *Applied Physics B* **74**, S259-S263 (2002).
- [83] C. Dorrer, E. M. Kosik, I. A. Walmsley, "Direct space-time characterization of the electric fields of ultrashort optical pulses," *Optics Letters* **27**, 548-550 (2002).
- [84] C. Dorrer, I. A. Walmsley, "Simple linear technique for the measurement of space-time coupling in ultrashort optical pulses," *Optics Letters* **27**, 1947-1949 (2002).
- [85] E. Cormier, I. A. Walmsley, E. M. Kosik, A. S. Wyatt, L. Corner, L. DiMauro, "Self-referencing, spectrally, or spatially encoded spectral interferometry for the complete characterization of attosecond electromagnetic pulses," *Physical Review Letters* **94**, 033905 (2005).
- [86] A. Dubeitis, G. Jonasauskas, A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Optics Communications* **88**, 437-440 (1992).
- [87] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley, J.L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," *Optics Communications* **144**, 125-133 (1997).
- [88] I.N. Ross, J.L. Collier, P. Matousek, C.N. Danson, D. Neely, R.M. Allot, D.A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, K. Osvay, "Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification," *Applied Optics* **39**, 2422-2427 (2000).
- [89] F. Tavella, A. Marcinkevičius, F. Krausz, "Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system," *New Journal of Physics* **8**, 219 (2006).
- [90] E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **5**, 454-458 (1969).
- [91] O. E. Martinez, "Grating and prism compressors in the case of finite beam size," *Journal of Optical Society of America B* **3**, 929-934 (1986).
- [92] O. E. Martinez, "Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 1385-1387 (1987).
- [93] B. C. Stuart, M. D. Perry, J. Miller, G. Tietbohl, S. Herman, J. A. Britten, C. Brown, D. Pennington, V. Yanovsky, K. Wharton, "125-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser system," *Optics Letters* **22**, 242-244 (1997).

- [94] M.P. Kalashnikov, V. Karpov, H. Schoennagel, W. Sandner, "100-terawatt titanium-sapphire laser system," *Laser Physics* **12**, 368-374 (2002).
- [95] M. Pittman, S. Ferre, J.P. Rousseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, G. Cheriaux, "Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system," *Applied Physics B* **74**, 529-535 (2002).
- [96] J. Hein, S. Podleska, M. Siebold, M. Hellwing, R. Bodefeld, R. Sauerbrey, D. Ehrh, W. Wintzer, "Diode-pumped chirped pulse amplification to the joule level," *Applied Physics B* **79**, 419-422 (2004).
- [97] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, V. Yanovsky, "Generation of  $10^{11}$  contrast 50 TW laser pulses," *Optics Letters* **31**, 1456-1458 (2006).
- [98] V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg, E.V. Katin, E.A. Khazanov, A.V. Kirsanov, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, O.V. Palashov, A.K. Poteomkin, A.M. Sergeev, A.A. Shaykin, I.V. Yakovlev, "200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification," *Optics Express* **14**, 446-454 (2006).
- [99] X. F. Wei, Q. H. Zhu, X. J. Huang, X. M. Zeng, X. Wang, X. D. Xie, F. R. Wang, X. D. Wang, K. N. Zhou, W. Deng, X. M. Zhang, "Recent progress and future prospects of high-energy petawatt laser in LFRC, CAEP," *Journal of Physics: Conference Series* **112**, 032011 (2008).
- [100] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses," *Optics Letters* **24**, 160-162 (1999).
- [101] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley, J.L. Collier, C.N. Danson, C. Hernandez-Gomez, D. Neely, K. Osvay, "Prospects for a multi-PW source using optical parametric chirped pulse amplifiers," *Laser and Particle Beams* **17**, 331-340 (1999).
- [102] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriyama, "0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser," *Optics Letters* **28**, 1594-1596 (2003).
- [103] C.N. Danson, P.A. Brummitt, R.J. Clarke, J.L. Collier, B.A. Fell, J. Frackiewicz, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M.H.R. Hutchinson, A. Kidd, W.J. Lester, I.O. Musgrave, D. Neely, D.R. Neville, P.A. Norreys, D.A. Pepler, C.J. Reason, W. Shaikh, T.B. Winstone, R.W.W. Wyatt, B.E. Wyborn, "Vulcan petawatt: Design, operation and Interactions at  $5 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2}$ ," *Laser and Particle Beams* **23**, 87-93 (2005).
- [104] G. Méchain, G. Méjean, R. Ackermann, P. Rohwetter, Y.-B. André, J. Kasparian, B. Prade, K. Stelmasczyk, J. Yu, E. Salmon, W. Winn, L. A. Vern Schlie, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf, "Propagation of fs TW laser filaments in adverse atmospheric conditions," *Applied Physics B* **80**, 785-789 (2005).
- [105] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air," *Optics Letters* **20**, 73-75 (1995).
- [106] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, USA, 1986).
- [107] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature* **414**, 509-513 (2001).
- [108] F. Ferrari, F. Calegari, M. Lucchini, C. Vozzi, S. Stagira, G. Sansone, M. Nisoli, "High-energy isolated attosecond pulses generated by above-saturation few-cycle fields," *Nature Photonics* **4**, 875-879 (2010).
- [109] F. Krausz, M. Ivanov, "Attosecond physics," *Reviews of Modern Physics* **81**, 163-234 (2009).
- [110] J. L. Krause, K. J. Schafer, and K. C. Kulander, "High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime," *Physical Review Letters* **68**, 3535-3538 (1992).
- [111] P. B. Corkum, "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization," *Physical Review Letters* **71**, 1994-1997 (1993).
- [112] I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, "High-harmonic generation of attosecond pulses in the "single-cycle" regime," *Physical Review Letters* **78**, 1251-1254 (1997).
- [113] T. Popmintchev, M.-C. Chen, P. Arpin, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, "The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation," *Nature Photonics* **4**, 822-832 (2010).
- [114] A. Brodeur, S. L. Chin, "Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media," *Journal of Optical Society of America B* **16**, 637-650 (1999).
- [115] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of Modern Physics* **78**, 1135-1184 (2006).

- [116] N. Minkovski, S. M. Saitiel, G. I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare, "Polarization rotation induced by cascaded third-order processes," *Optics Letters* **27**, 2025-2027 (2002).
- [117] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Salitel, O. Albert, J. Etchepare, "Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration," *Journal of Optical Society of America B* **21**, 1659-1564 (2004).
- [118] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saitiel, " $10^{-10}$  temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," *Optics Letters* **30**, 920-922 (2005).
- [119] L. Antonucci, J.P. Rousseau, A. Jullien, B. Mercier, V. Laude, G. Cheriaux, "14-fs high temporal quality injector for ultra-high intensity laser," *Optics Communications* **282**, 1374-1379 (2009).
- [120] A. Jullien, S. Kourtev, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saitiel, "Highly efficient temporal cleaner for femtoscond pulses based on cross-polarized wave genreation in a dual crystal scheme," *Applied Physics B* **84**, 409-414 (2006).
- [121] A. Jullien, L. Canova, O. Albert, D. Boschetto, L. Antonucci, Y.-H. Cha, J. P. Rousseau, P. Chaudet, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Salitel, "Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation: influence of the quadratic spectral phase," *Applied Phycis B* **87**, 595-601 (2007).
- [122] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Saitiel, "Two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation," *Optics Express* **14**, 2760-2769 (2006).
- [123] G. Mourou, T. Tajima, "More inense, shorter pulses," *Science* **331**, 41-42 (2011).
- [124] Az Extreme Light Infrastructure honlapja a <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/> url-címen érhető el.
- [125] L. Canova, O. Albert, N. Forget, B. Mercier, S. Kourtev, N. Minkovski, S.M. Saitiel, R. Lopez Martens, "Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation," *Appied Physics B* **93**, 443-453 (2008).
- [126] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Review of Scientific Instruments* **71**, 1929-1960 (2000).
- [127] J. C. Vaughan, T. Feurer, K. W. Stone, K. A. Nelson, "Analysis of replica pulses in femtosecond pulse shaping with pixelated devices," *Optics Express* **14**, 1314-1328 (2006).
- [128] C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise, J. P. Huignard, "Programmable phase control of femtosecond pulses by use of nonpixelated spatial light modulator," *Optics Letters* **23**, 709-711 (1998).
- [129] F. M. Reinert, M. Nick, W. Lüthy, T. Feurer, "Shaping a femtosecond pulse with a programmable thermo-optically driven phase modulator," *Optics Express* **15**, 4372-4377 (2007).
- [130] F. Duron, G. Cheriaux, J. Faure, J. Nees, M. Nantel, A. Maksimchuk, G. Mourou, J. C. Chanteloup, G. Vdovin, "Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors," *Optics Letters* **23**, 1043-1045 (1998).
- [131] E. Zeek, M. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murname, G. Mourou, H. Kaptevn, G. Vdovin, "Pulse compression by use of deformable mirrors," *Optics Letters* **24**, 493-495 (1999).
- [132] P. Tournois, "Acousto-optics programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems," *Optics Communications* **140**, 245-249 (1997).
- [133] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, P. Tournois, "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping," *Optics Letters* **25**, 575-577 (2000).
- [134] F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard, Pierre Tournois, Arnold Migus, "Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves," *Journal of Optical Society of America B* **17**, 138-145 (2000).
- [135] S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, G. Steinmeyer, "Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise," *Nature Photonics* **4**, 462-465 (2010).
- [136] L. Canova, X. Chen, A. Trisorio, A. Jullien, A. Assion, G. Tempea, N. Forget, T. Oksenhendler, R. Lopez-Martens, "Carrier-envelope phase stabilization and control using a transmission grating compressor and an AOPDF," *Optics Letters* **34**, 1333-1335 (2009).
- [137] S.L. Cousin, N. Forget, A. Grün, P.K. Bates, D.R. Austin, J. Biegert, "Few-cycle pulse characterization with an acousto-optic pulse shaper," *Optics Letters* **36**, 2803-2805 (2011).

- [138] N. Krebs, R.A. Probst, E. Riedle, "Sub-20 fs pulses shaped directly in the UV by an acousto-optic programmable dispersive filter," *Optics Express* **18**, 6164-6171 (2010).
- [139] S. Weber, M. Barthélemy, B. Chatel, "Direct shaping of tunable UV ultra-short pulses," *Applied Physics B* **98**, 323-326 (2010).
- [140] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley and Sons, New York, 1984).
- [141] T. Oksenhendler, P. Rousseau, R. Herzog, O. Gobert, M. Perdrix, P. Meynadier, "20Hz femtosecond laser amplifier optimization using an AOPDF pulse shaper and a SPIDER," CLEO konferencia (CWE1) - Baltimore, MD, Egyesült Államok (2003).
- [142] O. Yadid-Pecht, R. Etienne-Cummings, *CMOS Imagers: From Phototransduction to Image Processing* (Kluwer Academic Publishers, 2004).
- [143] G. C. Holst, *CCD Arrays, Cameras and Displays*, második kiadás (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1998).
- [144] V. M. Papadakis, A. Stassinopoulos, D. Anglos, S. H. Anastasiadis, E. P. Giannelis, D. G. Papazoglou, "Single-shot temporal coherence measurements of random lasing media," *Journal of Optical Society B* **24**, 31-36 (2007).
- [145] K. Osvay, M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer, "Bandwidth-independent linear method for detection of the carrier-envelope offset phase," *Optics Letters* **32**, 3095-3097 (2007).
- [146] M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer, K. Osvay, "A linear optical method for measuring the carrier-envelope phase drift," *Applied Physics B* **95**, 273-280 (2009).
- [147] K. Osvay, Á. Börzsönyi, A.P. Kovács, M. Görbe, G. Kurdi, M.P. Kalashnikov, "Dispersion of femtosecond laser pulses in beam pipelines from ambient pressure down to 0.1 mbar," *Applied Physics B* **87**, 457-461 (2007).
- [148] Á. Börzsönyi, A.P. Kovács, M. Görbe, K. Osvay, "Advances and limitations of phase dispersion measurement by spectrally and spatially resolved interferometry," *Optics Communications* **281**, 3051-3061 (2008).
- [149] B. Edlén, "The refractive index of air," *Metrologia* **2**, 71-80 (1966).
- [150] K. P. Birch, M. J. Downs, "Letter to the editor: correction to the updated Edlén equation for the refractive index of air," *Metrologia* **34**, 315-316 (1994).
- [151] K. P. Birch, M. J. Downs, D. H. Ferriss, "Optical path length changes induced in cell windows and solid etalons by evacuation," *Journal of Physics E* **21**, 690-692 (1988).
- [152] Z. Bor, K. Osvay, B. Rácz, G. Szabó, "Group refractive index measurement by Michelson interferometer," *Optics Communications* **78**, 109-112 (1990).
- [153] C.P.J. Barty, T. Guo, C. Le Blanc, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, K.R. Wilson, V.V. Yakovlev, K. Yamakawa, "Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification," *Optics Letters* **21**, 668-670 (1996).
- [154] Z. Major, S.A. Trushin, I. Ahmad, M. Siebold, C. Wandt, S. Klingebiel, T. Wang, J. Fülöp, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, A. Popp, J. Osterhoff, R. Hörlein, J. Hein, V. Pervak, A. Apolonski, F. Krausz, S. Karsch, "Basic concepts and current status of the Petawatt Field Synthesizer - a new approach to ultrahigh field generation," *The Review of Laser Engineering* **37**, 431-436 (2009).
- [155] A Petawatt Field Synthesizer honlapja a <http://www.attoworld.de/Home/attoworld/High-fieldPhysics/ThePetawattFieldSynthesizer/index.html> url-címen érhető el.
- [156] M. Y. Shverdin, D. R. Walker, D. D. Yavuz, G. Y. Yin, and S. E. Harris, "Generation of a single-cycle optical pulse," *Physical Review Letters* **94**, 033904 (2005).
- [157] M. Borghesi, L. Romagnani, A. Schiav, D.H. Campbell, M.G. Haines, O. Willi, A.J. Mackinnon, M. Galimberti, L. Gizzi, R.J. Clarke, S. Hawkes, "Measurement of highly transient electrical charging following high-intensity laser-solid interaction," *Applied Physics Letters* **82**, 1529-1531 (2003).
- [158] T. Sokollik, M. Schnürer, S. Ter-Avetisian, P.V. Nickles, E. Risse, M.P. Kalachnikov, W. Sandner, G. Priebe, M. Amin, T. Toncian, O. Willi, A. Andreev, "Transient electric fields in laser plasmas observed by proton streak deflectometry," *Applied Physics Letters* **92**, 091503 (2008).
- [159] C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Divall, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, P.P. Rajeev, "Improving coherent contrast of petawatt laser pulses," *Optics Express* **19**, 2193-2203 (2011).
- [160] Az Astra Gemini Laser honlapja a <http://www.clf.rl.ac.uk/Science/12258.aspx> url-címen érhető el.

- [161] A. Klopfer, S. Garbe, W. Schmidt, "Residual gases in vacuum systems," *Vacuum* **10**, 7-12 (1960).
- [162] Á. Börzsönyi, Z. Heiner, M.P. Kalashnikov, A.P.Kovács, K.Osvay, "Dispersion measurement of inert gases and gas mixtures at 800 nm," *Applied Optics* **47**, 4856-4863 (2008).
- [163] P.J. Leonard, "Refractive indices, Verdet constants, and polarizabilities of the inert gases," *Atomic Data And Nuclear Data Tables* **14**, 21-37 (1974).
- [164] E. Peck, B.N. Khanna, "Dispersion of nitrogen," *Journal of Optical Society of America* **56**, 1059-1063 (1966).
- [165] D.R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, nyolcvanötödik kiadás (CRC Press, 2005).
- [166] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26**, 760-769 (1990).
- [167] D. P. Shelton, "Nonlinear-optical susceptibilities of gases measured at 1064 and 1319 nm," *Physical Review A* **42**, 2578-2592 (1990).
- [168] H. J. Lehmeier, W. Leupacher, A. Penzkofer, "Nonresonant third order hyperpolarizability of rare gases and N<sub>2</sub> determined by third harmonic generation," *Optics Communications* **56**, 67-72 (1985).
- [169] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, A. Mysyrowicz, "Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub> by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses," *Journal of Optical Society of America B* **14**, 650-660 (1997).
- [170] J. F. Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E. Nibbering, R. Lange, A. Mysyrowicz, "Determination of the time dependence of n<sub>2</sub> in air," *Optics Communications* **135**, 310-314 (1997).
- [171] Y. Shimoji, A. T. Fay, R. S. F. Chang, N. Djeu, "Direct measurement of the nonlinear refractive-index of air," *Journal of Optical Society of America B* **6**, 1994-1998 (1989).
- [172] J. Bernhardt, P. T. Simard, W. Liu, H. L. Xu, F. Theberge, A. Azarm, J. F. Daigle, S. L. Chin, "Critical power for self-focusing of a femtosecond laser pulse in helium," *Optics Communications* **281**, 2248-2251 (2008).
- [173] V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher, B. Lavorel, "Measurement of high order Kerr refractive index of major air components," *Optics Express* **17**, 13429-13434 (2009).
- [174] D. Milam, M. J. Weber, "Measurement of nonlinear refractive-index coefficients using time-resolved interferometry: application to optical materials for high-power neodymium lasers," *Journal of Applied Physics* **47**, 2497-2501 (1976).
- [175] E. Tokunaga, A. Terasaki, T. Kobayashi, "Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy," *Optics Letters* **17**, 1131-1133 (1992).
- [176] C. Y. Chien, B. La Fontaine, A. Desparois, Z. Jiang, T. W. Johnston, J. C. Kieffer, H. Pépin, F. Vidal, H. P. Mercure, "Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air," *Optics Letters* **25**, 578-580 (2000).
- [177] S. P. Le Blanc, E. W. Gaul, N. H. Matlis, A. Rundquist, M. C. Downer, "Single-shot measurement of temporal phase shifts by frequency-domain holography," *Optics Letters* **25**, 764-766 (2000).
- [178] K. Y. Kim, I. Alexeev, H. M. Milchberg, "Single-shot supercontinuum spectral interferometry," *Applied Physics Letters* **81**, 4124-4126 (2002).
- [179] J.-P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo, J.-C. Gauthier, "Single-shot spectral interferometry with chirped pulses," *Optics Letters* **26**, 1612-1614 (2001).
- [180] K. Y. Kim, I. Alexeev, H. M. Milchberg, "Measurement of ultrafast dynamics in the interaction of intense laser pulses with gases, clusters, and plasma waveguides," *Physics of Plasmas* **12**, 056712 (2005).
- [181] Y.-H. Chen, S. Varma, I. Alexeev, H. M. Milchberg, "Measurement of transient nonlinear refractive index in gases using xenon supercontinuum single-shot spectral interferometry," *Optics Express* **15**, 7458-7467 (2007).
- [182] C. H. Lin, J. P. Heritage, T. K. Gustafson, R. Y. Chiao, J. P. McTauge, "Birefringence arising from reorientation of polarizability anisotropy of molecules in collisionless gases," *Physical Review A* **13**, 813-829 (1976).
- [183] G. A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, "Optics in the relativistic regime," *Review of Modern Physics* **78**, 309-371 (2006).
- [184] G. A. Mourou, C. L. Labaune, N. Naumova, V. T. Tikhonchuk, "Relativistic laser-matter interaction: from attosecond pulse generation to fast ignition," *Plasma Physics and Controlled Fusion* **49**, B667-B675 (2007).

- [185] A. Braun, S. Kane, T. Norris, "Compensation of self-phase modulation in chirped-pulse amplification laser systems compensation of self-phase modulation in chirped-pulse amplification laser systems," *Optics Letters* **22**, 615-617 (1997).
- [186] C. Brée, A. Demircan, G. Steinmeyer, "Method for computing the nonlinear refractive index via Keldysh theory," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **46**, 433-437 (2010).
- [187] A. Couairon, H.S. Chakraborty, M.B. Gaarde, "From single-cycle self-compressed filaments to isolated attosecond pulses in noble gases," *Physical Review A* **77**, 053814 (2008).
- [188] Á. Börzsönyi, Z. Heiner, A.P.Kovács, M.P. Kalashnikov, K.Osvay, "Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases," *Optics Express* **18**, 25847-25854 (2010).
- [189] G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, F. Krausz, "Route to intense attosecond pulses," *New Journal of Physics* **8**, 19 (2006).
- [190] U. Morgner, R. Ell, G. Metzler, T. R. Schibli, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Nonlinear optics with phase-controlled pulses in the sub-two-cycle regime," *Physical Review Letters* **86**, 5462-5465 (2001).
- [191] A. Baltuška, M. Uiberacker, E. Goulielmakis, R. Kienberger, V. S. Yakovlev, T. Udem, T. W. Hänsch, F. Krausz, "Phase-controlled amplification of few-cycle laser pulses," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **9**, 972-989 (2003).
- [192] A. Trisorio, L. Canova, R. Lopez Martens, "Hybrid prism/chirped mirror compressor for multi-mJ, kHz, sub-30 fs, CEP stabilized Ti:Sa laser," CLEO conferencia, San José, CA, USA, JWA60 (2008).
- [193] L. Canova, S. Kourtev, N. Minkovski, A. Jullien, R. Lopez-Martens, O. Albert, S. M. Satiel, "Efficient generation of cross-polarized femtosecond pulses in cubic crystals with holographic cut orientation," *Applied Physics Letters* **92**, 231102 (2008).
- [194] I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *Journal of the Optical Society of America* **55**, 1205-1209 (1965).
- [195] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönnagel, W. Sandner, "Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally," *Optics Letters* **30**, 923-925 (2005).
- [196] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, F. Krausz, "Generation of sub-three-cycle 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification," *Optics Letters* **34**, 2459-2461 (2009).
- [197] K.Osvay, L.Canova, C.Durfee, A.P.Kovács, Á. Börzsönyi, O.Albert, R. Lopez Martens, "Preservation of the carrier envelope phase during cross-polarized wave generation," *Optics Express* **17**, 22358-22365 (2009).
- [198] A *Fastlite Ltd.* honlapja a [www.fastlite.com](http://www.fastlite.com) url-címen érhető el.
- [199] D. Kaplan, P. Tournois, "Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping," *Journal de Physique IV* **12**, Pr-5 69-75 (2002).
- [200] A *CE Optics Kft.* honlapja a <http://www.ceoptics.hu> url-címen érhető el.
- [201] K. Osvay, A. P. Kovács, Z. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, "Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 213-220 (2004).
- [202] M.P. Kalashnikov, K. Osvay, H. Schönnagel, R. Volkov, W. Sandner, "High temporal contrast front end with multipass Ti:Sa amplifier and a CaF<sub>2</sub>-based XPW temporal filter," CLEO conferencia, Baltimore MD, USA, CWG3 (2011).
- [203] K. Osvay, M. Merő, Á. Börzsönyi, A. P. Kovács, M.P. Kalashnikov, "Spectral phase shift and residual angular dispersion of an acousto-optic programmable dispersive filter," *Applied Physics B*, DOI 10.1007/s00340-011-4867-7 (2011), nyomtatásban.