SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

INTERFEROMETRIKUS IMPULZUSMÉRÉS

TDK DOLGOZAT

KÉSZÍTETTE: BALOGH RENÁTA III. CSILLAGÁSZ

Témavezető: Dr. Osvay Károly egyetemi docens

2004.

Tartalomjegyzék

1	Bev	vezetés	3		
2	Eln	néleti összefoglaló	5		
	2.1	A hullámok, a hullámterjedés alapjai diszperzív közegben	5		
	2.2	Az interferencia, ~ feltételei, az interferométerek főbb fajtái	8		
	2.3	A Michelson-interferométer	9		
	2.4	Spektrálisan bontott interferencia	10		
	2.5	Mach-Zender interferométer	11		
	2.6	A spektrálisan bontott interferencia modellezése	12		
3	Ere	zdmények	14		
	3.1	A mérhető fáziskülönbség-tartomány ideális esetben	14		
	3.2	A fáziskülönbség-tartomány változása az intenzitásarányok függvényében _	15		
	3.3	Az interferogram vizsgálata telítés esetén	19		
	3.4	Az interferencia vizsgálata zaj beépítésével	22		
	3.5	Az interferenciakép változása a zaj hatására	26		
	3.6	A "zajos" módszer határai	27		
Összefoglalás					
h	Irodalomjegyzék				
K	Köszönetnyilvánítás				
1	. Függe	elék: A Mathcad program interferogram-generáló része	30		

1 Bevezetés

Igaz, hogy a dolgozat címében nem szerepel, de az impulzusmérést ultrarövid lézerimpulzusok által keletkezett interferenciával vizsgáltam. Az ultrarövid kifejezést manapság az optikában a femtoszekundum nagyságrendű impulzusokra használják. A femtoszekundum (fs) a szekundum 10^{15} -öd része, vagyis 1 fs = 10^{-15} s. A természetben az elemi jelenségek nagy része ezen az időskálán játszódik le (pl. elektronok atommag körüli keringése, molekulák disszociációja, stb.).

Napjainkban fs-os eszközökről, technikáról a lézerfizikában beszélhetünk, különösképpen az ultrarövid fényimpulzusokat létrehozó lézereknél. Mióta a fényimpulzusok rövidebbek lettek néhány pikoszekundumnál (1 ps = 10^{-12} s) az optika előnyre tett szert az elektronikával szemben az időfeloldás szempontjából. A fs technológia egy új lehetőségeket teremtett a kutatásban: az energia olyan rövid időintervallumban koncentrálható, mely a látható fény tartományában csak néhány optikai ciklusnak felel meg; az impulzus teljesítményének maximuma extrém nagy lehet, pl: egy 50 fs-os, 1 mJ energiával rendelkező impulzus 20 GW teljesítményt ad, viszont ha ezt az impulzust fókuszáljuk egy 100 μ m² nagyságú pontba, akkor az intenzitás 10 Petawatt/cm² (20 x 10^{15} W/cm²) lehet, amikor az elektromos mező erőssége már 3 GV/cm. Ez az érték már nagyobb, mint az általános belső atomi mező nagysága, ami 1 GV/cm [1].

Diszperzív közegben való áthaladáskor a fényimpulzus a diszperzió hatására megváltozik. (Diszperzióról akkor beszélünk, amikor pl. a törésmutató, vagy a nyaláb haladási irányának a szöge a hullámhossz függvénye – anyagi- és szögdiszperzió.) Mivel az információ, amit a hullám hordoz impulzusokkal terjed, ezért ha annak megváltoznak a tulajdonságai a terjedés során az információ is megváltozhat. Ez jelentős szempont lehet optikai kábelek tervezésénél, ahol a nagy sebességű információ átvitel mellett fontos, hogy az eredeti jel megtartsa alakját a célhoz éréskor is.

A fs-os impulzusok időtartamának illetve időbeli alakjának abszolút mérése közvetlenül nem lehetséges. A közvetett mérése általában nem lineáris módszeren alapulhat és auto-, illetve keresztkorrelációs függvények felvételét jelentik. A fs-os impulzusok torzulásának, időbeli alakváltozásának relatív mérése viszont már történhet lineáris módszerrel is. A relatív változás méréséből a diszperzív közeg tulajdonságaira tudunk következtetni. Egy ilyen mérési eljárás az un. spektrálisan bontott interferometria. Ezt úgy valósíthatjuk meg, hogy egy amplitúdóosztáson alapuló (Michelson, Mach-Zender, stb.) interferométer kimenetén keletkező interferenciaképet spektrométerrel felbontunk. Az így létrejött kétdimenziós (hullámhossz - tér) spektrogramból közvetlenül számíthatjuk az interferométer két karjából kijövő fényimpulzus relatív fázisát a hullámhossz függvényében. Ebből következtetni tudunk vagy a két impulzus időtartamának relatív megváltozására, vagy a diszperzív közeg anyagi tulajdonságaira. A spektrálisan bontott interferenciát szögdiszperzió mérésre, tükrök diszperziójának mérésére, stb. már használták, viszont a mérés pontosságának elméleti határait eddig még a szögdiszperzió mérésén [2] kívül nem vizsgálták.

A dolgozat célja az volt, hogy megvizsgáljam a spektrálisan bontott interferenciás módszerrel elméletileg mérhető legkisebb, illetve legnagyobb relatív fáziskülönbséget. Ez a vizsgálat a gyakorlati munkákhoz nyújt segítséget. A dolgozat első fejezetében az Elméleti összefoglaló található, amelyben röviden ismertetem az általános interferencia alapjait, feltételeit, tulajdonságait. A második fejezetben a spektrálisan bontott interferencia, majd a Michelson- és a Mach-Zender-féle interferométerek elrendezését, főbb tulajdonságait, használhatóságait mutatom be. A harmadik – Eredmények – fejezet első felében, az elméletileg mérhető legkisebb, illetve legnagyobb GDD-t (csoportsebesség diszperzió) és TOD-ot (harmadrendű diszperzió) vizsgáltam az intenzitásarányok változása, valamint az interferenciakép telítettségének függvényében. A fejezet második részében, a zajmérések beépítését a szimulált interferenciaképbe, valamint az így kapott mérések eredményeit mutatom be.

2 Elméleti összefoglaló

2.1 A hullámok, a hullámterjedés alapjai diszperzív közegben

Az elvileg legegyszerűbb fényhullám, egy homogén, izotróp és átlátszó közegben az x irányban haladó monokromatikus síkhullám, amely a

$$\Psi(x,t) = a \sin[\omega(t - \frac{nx}{c'}) + \alpha] \quad \text{vagy } \Psi(x,t) = a \exp[i(\omega t - kx) + \alpha]$$
(2-1)

ahonnan szétválasztva az időfüggő és idő független részt:

 $\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = a \exp[i\omega \mathbf{t} + \alpha] \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{x} + \alpha]$ (2-2)

egyenlettel írható le, ahol *a* a fényhullám amplitúdója, *c*' a terjedési, vagy fázissebesség, *v* a rezgésszám, vagy frekvencia, $\omega = 2\pi v$ a körfrekvencia, α a fényforrásra jellemző fázisállandó, k = $2\pi n/\lambda$ az un. hullámszám, n a közeg törésmutatója, az *nx* kifejezés az optikai út.



A Fourier-tétel szerint a laboratóriumi életben előforduló lézerimpulzusokat több különböző frekvenciájú monokromatikus hullám szuperpozíciójaként állíthatjuk elő. Egyszerűbb esetben, ha a hullámcsomagot/impulzust csak két szinuszhullám eredőjeként képzeljük el, melyekre a hullámfüggvények

$$\Psi_1 = a \sin[(\omega + \Delta \omega)t - (k + \Delta k)x]$$
(2-3)

és
$$\Psi_2 = a \sin[(\omega - \Delta \omega)t - (k - \Delta k)x]$$
 alakúak, (2-4)

akkor az eredő hullámfüggvényt trigonometriai azonosság segítségével számolhatjuk ki:

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$$

= $a \sin[(\omega + \Delta \omega)t - (k + \Delta k)x] + a \sin[(\omega - \Delta \omega)t - (k - \Delta k)x]$ (2-5)
= $2a \sin(\omega t - kx) \cos(\Delta \omega t - \Delta kx)$

Az egyenletből látszik, hogy átalakítások után a szinuszos tag az eredő hullám fázissebességét

$$\omega t = kx \to v_f = \frac{x}{t} = \frac{\omega}{k}$$
(2-6)

a koszinuszos tag pedig a

$$\Delta \omega t = \Delta kx \rightarrow v_{cs} = \frac{x}{t} = \frac{\Delta \omega}{\Delta k} \text{ a csoportsebességet definiálja.}$$
(2-7)

A fázissebesség (v_f) definíció szerint egy bizonyos fázisállapot terjedésének, a csoportsebesség (v_{cs}) pedig egy hullámcsoport burkolójának terjedési sebességét adja.

Ha a fenti leírást több, egymáshoz igen közel eső frekvenciakomponensre terjesztjük ki, akkor a csoportsebesség a következőképpen alakul:

$$v_{cs} = \frac{d\omega}{dk} \tag{2-8}$$

Diszperzív közegen való terjedés esetén, ahol a közeg törésmutatója hullámhosszfüggő a v_f és v_{cs} nem egyezik meg. A sebességek közötti kapcsolatot a Rayleigh-féle egyenlet adja meg:

$$v_{cs} = c' - \lambda \frac{dc'}{d\lambda}$$
, vagy $c = c'n$ és $n = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$ miatt $v_{cs} = \frac{c}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}$, (2-9)

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, λ pedig a vákuumbeli hullámhossz.

A diszperzió következménye, hogy az eredetileg "kompakt" hullámcsomagok a terjedés során, a közegtől függően kiterjedhetnek, "elfolyhatnak". Ezt a jelenséget a közeg fázisfüggvényével jellemezhetjük, $\phi = \phi$ (ω). (Például n törésmutatójú, L hosszúságú üveg esetén: $\phi(\omega) = n\omega L/c$)

Mivel egy optikai rendszer fázisfüggvényét tetszőleges sokszor differenciálhatjuk, így vehetjük annak a Taylor-sorfejtését is:

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 \Delta \omega + \frac{1}{2!} \phi_2^2 \Delta \omega^2 + \frac{1}{3!} \phi_3^2 \Delta \omega^3$$
(2-10)

 $\Delta \omega = (\omega - \omega_0).$

A sorfejtés $\Delta \omega$ együtthatói a következő mennyiségeket definiálják:

$$\phi_1 = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega 0}_{\omega 0} = T(\omega 0) \text{ az impulzus terjedési ideje,}$$
(2-11)

$$\phi_2 = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{dT}{d\omega}\Big|_{\omega_0} = CsSD(=GDD) \text{ a csoportsebesség diszperzió,}$$
(2-12)

$$\phi_3 = \frac{d^2 T}{d\omega^2} \Big|_{\omega 0} (= TOD)$$
 a harmadrendű diszperzió. (2-13)

A hullámcsomag terjedésekor a ϕ_0 , ϕ_1 tagok nincsenek befolyással az időbeli alak változására. A másodrendű diszperzió (CSsD, GDD) az impulzus hosszának megváltozásáért, a harmadrendű (TOD) pedig az időbeli alak megváltozásáért felelős (3. ábra) [3].



A terjedés során tehát az impulzust alkotó különböző frekvenciájú hullámkomponensek egymáshoz képest időben átrendeződnek, azaz az impulzus burkolójának időbeli félértékszélessége, illetve az időbeli alakja is megváltozik. Jóllehet az impulzus megváltozását pontosan a teljes frekvencia függvény ismeretében írhatjuk fel, de, mivel a nullad- és elsőrendű tag befolyása az impulzus alakjára csekély, ezért a másod- és harmadrendű tag ismerete elegendő a változás meghatározásához.

Az impulzusok időbeli, illetve spektrális jellemzésére az időbeli félértékszélességet (τ) és a sávszélesség ($\Delta\omega$) használjuk. Megmutatható, hogy az impulzus idő- és spektrális alakja között a Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot. Ennek következményeként:

$$\Delta \omega \tau \ge 2\pi C_B \tag{2-14}$$

ahol C_B egy numerikus konstans σ (1) nagyságrendben, ami az impulzus aktuális alakjától függ. (pl: Gauss nyaláb esetén C_B=0.441). Tehát a fentiek szerint minél rövidebb egy impulzus időbeli kiterjedése, annál szélesebb spektrális tartományt fed le [1]. Például egy Gauss-os, 10 fs-os, 800 nm központi hullámhosszú impulzus sávszélessége közel 100 nm (94,2 nm), ami a látható tartomány 1/3-a. A (2-14) egyenletben egyenlőség van, ha a GDD = 0, a TOD = 0, illetve az idő – sávszélesség szorzat mindig > 2 π C_B.

2.2 Az interferencia, ~ feltételei, az interferométerek főbb fajtái

Interferenciáról akkor beszélünk, ha két (vagy több) hullám megfelelő fázis- és polarizációs viszonyok között találkozik. Ezt úgy képzelhetjük el, hogy a hullámforrást térben és időben limitált nagyságú hullámcsomagok hagyják el, az interferencia feltétele pedig, hogy ezek a hullámcsomagok még találkozzanak.

Az eredő rezgésállapotot a két/több hullám hullámfüggvényének szuperpozíciójával kaphatjuk meg. A két fénynyaláb találkozásakor az eredő fényintenzitás:

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \tag{2-15}$$

ahol, I_1 és I_2 a két beérkező nyaláb intenzitása, I_{12} pedig az interferenciás tag.

Az interferenciás jelenségeket un. interferométerekkel vizsgáljuk. Ezek olyan berendezések, ahol a forrásból érkező fényhullámot valamilyen optikai eszközzel kettő vagy több részre bontjuk, majd különböző optikai úton haladva a berendezés végén találkoztatjuk és az itt elhelyezett detektoron figyeljük meg a keletkezett interferenciaképet. Azonos frekvenciájú fénynyalábok találkozásakor a detektoron a fényintenzitásnak maximumát, illetve minimumát tapasztaljuk, attól függően, hogy a két fényhullám fáziskülönbsége π -nek páros (maximum), vagy páratlan (minimum) sokszorosa.

Aszerint, hogy kettő vagy több nyalábot interferáltatunk, az interferenciát felbonthatjuk két-, vagy soksugaras interferometriára. Kétsugaras interferencia esetén a két nyalábot megkaphatjuk, ha a forrásból kiinduló nyalábot egy nyalábosztóval kettéválasztjuk, majd ezeket találkoztatjuk. Soksugaras interferenciát pl. plánparalel lemezzel készíthetünk, úgy, hogy az üveglemez két felületét vékony reflexív réteggel bevonjuk, amin a beérkező fénynyaláb többszörösen verődhet vissza, így több nyalábot kapunk, amiket azután egy detektoron egyesítünk.

2.3 A Michelson-interferométer

Az interferencia detektálására egyik leggyakrabban használt interferométer az un. Michelson-féle interferométer, melynek működési elvét az 4. ábra mutatja:

A monokromatikus fényforrásból kiinduló fénynyaláb 45° alatt esik egy plánparalel nyalábosztó lemezre, aminek egyik oldalát féligáteresztő reflexív réteggel vonták be. A nyalábosztóról a fénynyaláb két irányban mehet tovább, visszaverődhet és keresztülmehet az osztón. Ezzel kétfelé osztottuk a nyalábot.



Mindkét nyaláb egy-egy tükörhöz jut, melyekről visszaverődve ismét a nyalábosztóhoz, ahonnan egyesítve jut a detektorhoz. A két nyaláb optikai útját a két karban elhelyezett tükör nyalábosztótól mért távolsága határozza meg. Az egyik karban általában szabadon hagyják a nyalábot, az itt lévő tükörnek a helyzete rögzített, míg a másik karban a tükör távolsága és dőlésszöge változtatható.

Azzal, hogy az egyik kar helyzete változtatható, különböző "interferenciás viszonyokat" tudunk előállítani. Ha párhuzamos a két tükör és a nyaláb enyhén divergens, akkor a mozgatható kar eltolásával abszolút hullámhosszmérést, vagy távolságmérést tudunk



Ilvenkor az interferenciaképen végrehajtani. gyűrűket láthatunk. (2. kép) Ezt úgy valósíthatjuk meg, hogy a mozgatható tükröt egy finom mikrométercsavarral eltoljuk és figyeljük а detektoron keletkezett gyűrűket. Ha az elmozdulás $\lambda/4$ -el egyenlő, akkor a gyűrűrendszer középpontja kivilágosodik, két a nyaláb útkülönbsége $\lambda/2$ -vel változik, majd ha a tükröt $\lambda/4$ -el ismét eltoljuk, a centrum ismét sötét lesz. A hullámhossz meghatározásához, csak azt kell

tudnunk, hogy mekkora távolságváltozásra milyen mértékű gyűrűkivilágosodás jutott.

Ha a kivilágító fény hullámhossza ismert, akkor a vizsgálatból távolságmérést hajthatunk végre.

Ha a két beérkező nyaláb kollimált, de a tükrök szöget zárnak be egymással, akkor az



interferenciaképen csíkokat figyelhetünk meg (3. kép). A csíkok megjelenésének feltétele szélessávú, nem monokromatikus fényforrás esetén, hogy a két "hullám" hossza a koherenciahossznál kisebb legyen. A koherenciahossz (*l*) például egy $\lambda_0 = 800$ nm központi hullámhosszú, $\Delta \lambda_f = 50$ nm félértékszélességű hullámcsomag esetén az λ_1^2

$$l = \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda_f}$$
 $l = 12,8 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 12,8 \ \mu\text{m}.$

Ennek az általános módszernek a hátránya, hogy nem lehet egyetlen interferenciaképet használni a vizsgálatokhoz, hanem az egyik kar hosszának változtatásának függvényében több képet kell felvenni és kiértékelni. A vizsgálandó fizikai effektust pedig ezek összevétéséből lehet számolni.

2.4 Spektrálisan bontott interferencia

A spektrálisan bontott interferencia előnye, hogy használatával egyetlen felvételből nyerhető információ a relatív fázis spektrális függésére.

Spektrálisan bontott interferenciáról (SBI) akkor beszélünk, amikor az interferométer minta karjába egy olyan elemet illesztünk, ami a nyalábot hullámhossz szerint felbontja, így a detektoron már egy spektrális interferenciaképet kapunk. Ebben az esetben az eredő intenzitást ($I(y,\lambda)$) a két beérkező nyaláb szuperpozíciójából kaphatjuk meg:

$$I(y,\lambda) = I_{s}(\lambda) + I_{R}(\lambda) + 2\sqrt{I_{s}(\lambda)I_{R}(\lambda)\cos[\varphi_{sR}(y,\lambda)]}$$
(2-16)

alapján, ahol $I_S(\lambda)$ a minta felől érkező nyaláb hullámhossz szerinti intenzitása, $I_R(\lambda)$ a referencia kar felől érkező intenzitás, $\phi_{SR}(y,\lambda)$ pedig a fáziskülönbség a "függőleges távolság" és hullámhossz függvényében. A kapott nyaláb fáziseltolását a következő alakból számolhatjuk:

$$\varphi_{SR}(y,\lambda) = \varphi_{S}(\lambda) - \varphi_{R}(\lambda) + \frac{2\pi}{\lambda} 2(y - y_{0})\gamma$$
(2-17)

ahol φ_S , φ_R a referencia és a minta karban létrejövő központi fáziseltolás, y_o a "kép" része (függőlegesen), y a nyaláb függőleges helyzete, y pedig a két nyaláb által bezárt szög. y-t 0-nak választva, vagyis yo környékén vizsgálva az interferogrammot, eredő intenzitást az а következőképpen határozhatjuk meg:



$$I(\lambda) = I_{s}(\lambda) + I_{R}(\lambda) + 2\sqrt{I_{s}(\lambda)I_{R}(\lambda)}\cos[\phi(\lambda) + \frac{2\pi}{\lambda}2y\gamma], \qquad (2-18)$$

ahol φ a fázis, amit a másod- és harmadrendű diszperzió segítségével a központi frekvencia körüli Taylor-sorfejtéséből kaphatunk meg [5].

2.5 Mach-Zender interferométer

A Michelson interferométer egy módosított változata az un. Mach-Zender interferométer. (5. ábra).



A módosítás az általános Michelson interferométerhez képest, hogy a két kar egyikébe egy minta anyagot helyeznek, a másik karba pedig, egy késleltető vonalat, amelyet úgy állítanak be, hogy a két kar terjedési ideje egyenlő legyen. A rendszer kimenetén található spektrométerrel a minta anyag vizsgálatát végezhetjük. Széles körben elterjedt ez az elrendezés például gázáramlások, égések, plazma sűrűség és diffúzió vizsgálatához [4].

2.6 A spektrálisan bontott interferencia modellezése



A szimuláció alapjául szolgáló mérési elrendezése a 3. ábrán látható [5].

A modellezést 750 nm – 850 nm hullámhossztartományban végeztem, 0,2 nm-es hullámhossz felbontásban. A Mathcad program segítségével készítettem el az interferogram szimulálását (Függelék), majd egy korábban Dr. Kovács Attila által készített, a TeWaTi lézerlaborban használt kiértékelő programhoz illesztettem. A generáló rész elején állíthatjuk be a mérési paramétereket, a vizsgálandó hullámhossztartományt, a felbontást, a két nyaláb által bezárt szöget, az időbeli késleltetést, stb. A program generáló részében a mérés beállítási paramétereinek megadásával, a nyaláb Gauss-os alakját kihasználva, külön-külön lehet a két beérkező nyaláb paramétereit megadni.

A szimulációhoz használt paraméterek:

- az interferogram szimuláló mátrix oszlopainak száma: 652, sorainak szám: 494
- a referencia- és a mintanyaláb közötti szög: $\gamma = \pi / 90$ rad
- a kiértékelendő hullámhossztartomány: 750 850 nm
- a központi hullámhossz: $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$
- a hullámhossz felbontás: 0,2 nm

- a beérkező nyalábok félértékszélessége: $\Delta \Lambda = 50 \text{ nm}$

Egyedileg lehet beállítani továbbá a kezdeti másod- és harmadrendű csoportkésleltetés diszperziót is, amit azután a program lefutása után összehasonlítunk a kapott eredményekkel. A kapott és az eredeti értékek alapján tudjuk meghatározni, hogy a módszer mennyire pontos.

A (2-18) egyenlettel dolgozva, - megfelelő normálás és digitalizálás után – generálhatunk interferogramot, amit azután a kiértékelő programrészben feldolgozunk.

Digitalizáláshoz, – ami gyakorlatilag kerekítést jelent ebben az esetben – azért volt szükség, mert a program a számítások során nem csak egész, hanem tört értékeket is ad, amelyek a valós CCD kamera pixelein nem jelentkezhetnek. A pixelek csak egész értéket vehetnek fel. Először a két beérkező nyaláb digitalizálását végeztem el a floor parancs segítségével, ami az értékek egész részét veszi. Majd az eredő intenzitás értékét is ugyanezzel a paranccsal "digitalizáltam", amiből azután a mátrix készült.

A kapott mátrix a CCD kamera képét adja hullámhossz szerinti bontásban (4. kép), amit elmenthetünk kép vagy szöveges formátumban is, attól függően, hogy mire szeretnénk használni.

3 Eredmények

3.1 A mérhető fáziskülönbség-tartomány ideális esetben

Ideális esetnek azt vehetjük, amikor a két beérkező nyaláb intenzitása azonos. A vizsgálat során mindig az egyik diszperziós tagot változtattam, a másikat pedig 0-nak vettem. Így külön-külön megfigyelhető volt, hogy mennyire befolyásolja az eredményt a tagok változása. A GDD és a TOD futtatását 0 értéktől 10.000 fs²–ig (TOD esetén fs³-ig), esetenként 16.000 fs²/fs³-ig végeztem, attól függően, hogy milyen

változást tapasztaltam.

A következő ábrákon és grafikonokon a kapott eredmények láthatók. Az ábrák alatt tüntettem fel, hogy az interferenciakép szimulálása milyen paraméterek mellett készült, a grafikonokon pedig a vizsgálat során kapott eredmények láthatók. A vízszintes tengelyen mindig az éppen változtatott diszperziós tag (GDD, vagy TOD) eredeti értéke, a függőleges tengelyen pedig a modellezés után kapott eredetitől való eltérés százalékos aránya (pl.: (Δ GDD/GDD)*100 [%]) az eredeti értékhez képest.



A 4-8. képeken néhány példa látható arra, hogy a GDD és TOD különböző értékei hogyan befolyásolják az interferogrammot.





3.2 A fáziskülönbség-tartomány változása az intenzitásarányok függvényében

Az interferogramok kiértékelését többféle szempontból végeztem:

Először megvizsgáltam, hogy a kapott interferenciaképek azonos beérkező intenzitásarányok, de különböző értékek mellett mutatnak-e valamilyen különbséget, vagyis a módszer képes-e megkülönböztetni a nyalábokat az intenzitásértékük szerint, vagy csak az intenzitások aránya számít. A különböző intenzitásértékeket úgy adhatjuk meg, hogy a mátrixhoz különböző szürkeségi szinteket rendelünk. A fehéret a 255, a feketét a 0 értékkel kaphatjuk meg.

A 10., 11. képeken két különböző intenzitású, de azonos intenzitásarányú nyalábok interferenciaképe, valamint a hozzájuk tartozó grafikonokon a kapott eredmények láthatók.



A képek alapján nem nagyon lehet különbséget látni, amit a modellezés adatai is alátámasztottak, ezért a következőkben, csak a különböző intenzitásarányokat vizsgáltam.

Következő lépésben tehát azt vizsgáltam, hogy különböző intenzitásarányok mellett, hogyan változnak a kapott értékek, vagyis a módszer pontossága függ-e a nyalábok relatív intenzitásától. A 12-től 15-ig képek és a hozzájuk tartozó grafikonok néhány tipikus esetet mutatnak.





A interferenciaképek és grafikonok alapján megállapítható, hogy az intenzitásarányok változása jelentős befolyással van az eredményre. Az arányok növekedése a kép "romlásával" és az eredmények egyre nagyobb eltérésével jár. A legnagyobb mértékű eltérés kb. 28:1 aránynál, azaz 200:7,14 beérkező intenzitásértékek mellett következett be. Ebben az esetben a kiértékelő program futtatása után még a legkisebb kezdeti értékeket (GDD=0, TOD=0) sem kaptuk vissza. Az ennél kisebb intenzitásarányok esetén viszont a modell-számítás akár GDD = 15.000 fs² kezdeti csoportsebesség diszperzió esetén is csak kb. 5%-os eltérést mutatott. A TOD értéke szinte változatlan maradt. Az utolsó két interferenciaképhez ugyanaz a két grafikon tartozik, mivel 50:1 és 100:1 arányok mellett egyformán értékelhetetlen volt a kapott eredmény.

A kiértékelhető oszlopindex-tartomány csökkenése

A modellezés során a kiértékelhető oszlopindex tartomány, vagyis a kiértékelhető hullámhossztartomány, az intenzitásarányok növelésével nagyon lecsökkent. Ez a kapott interferogramokon is megfigyelhető. Elképzelhető tehát, hogy az eredmények azért is romlottak el nagyon, mert a kiértékelhető rész csökkent, nem állt elég adat a program részére, így lehet bizonyos határt szabni a kiértékelhető képrész nagyságára vonatkozóan is.



9. grafikon

A kiértékelhető oszlopindex-tartomány változása az intenzitások arányok változásának függvényében

A grafikonról és az interferenciaképek alatt megadott adatok alapján kiszámolható, hogy a "kritikus" 27-28:1 intenzitásarányok esetén a kiértékelhető tartomány az eredeti 75,8 %-ára csökken.

3.3 Az interferogram vizsgálata telítés esetén

A telítés vizsgálatát úgy végeztem, hogy az interferogram generáló részében a normált eredő intenzitás meghatározásakor nem a maximális (255-ös) szürkeségértéket adtam meg, hanem egy ennél nagyobb értéket, hogy már eleve telített képet kapjak. Azt vizsgáltam, mi az az intenzitáskülönbség, amikor a kapott értékek már nagy mértékben különböznek az

eredetitől, és a képen is már észrevehető romlás keletkezik. Természetesen, amikor az eredmények már nagyon elromlanak, akkor az a képen is nagyon nagy romlást mutat. Kisebb különbségek esetén, amikor a képen a telítés még alig észrevehető, az eredményekben az eltérés már megmutatkozhat. Először a telítés aránya 300/255 volt.



16. kép intenzitásarány: R:T = 200:100 GDD = 10, TOD = 0



17. kép intenzitásarány: R:T = 200:50 GDD = 10, TOD = 0



18. kép

intenzitásarány: R:T = 200:10GDD = 10, TOD = 0

Az interferenciaképekből jól látható, hogy az 50:1 intenzitásarány esetén még éppen megkülönböztethetőek az interferenciacsíkok, viszont nagyobb arányoknál a kép már feldolgozhatatlanná válik.

Ezután vizsgáltam, hogy a különböző mértékű telítések hogyan befolyásolják az eredményeket és a kapott interferenciaképet.



19. kép telítés aránya: 300/255 intenzitásarányok: 1:1, GDD = 0, TOD = 0





21. kép telítés aránya: 260/255 intenzitásarányok: 1:1 GDD = 0, TOD = 0



3.4 Az interferencia vizsgálata zaj beépítésével

3.4.1 A zaj mérése a TeWaTi laborban

A zajmentes és "zajos" vizsgálatok elkülönítésére azért volt szükség, mert a CCD kamera zaját a laboratóriumi gyakorlat során megfelelő beállításokkal befolyásolhatjuk (pl. olyan kamera használatával, aminek kis mértékű a zaja, hűtéssel, stb.), viszont a zaj nélküli mérések körülményeinek változtatására nincs lehetőség, így ezek a mérések olyan alapnak tekinthetők, melyeket a kamera zaja csak kis mértékben befolyásol.

A zaj generálásához és az interferogramba való beépítéséhez, hogy minél valósághűbb legyen a szimuláció, zajméréseket végeztem egy a TeWaTi laborban meglévő CCD kamerával. Erre a célra az EDC2000N típusú 10 bit-es CCD kamerát választottam. A méréseket úgy végeztem, hogy különböző szürkeségszint és expozíciós idő megadása mellett felvételeket készítettem egyenletesen kivilágított háttérről. Készültek felvételek objektívvel és anélkül is, hogy megvizsgáljuk az objektív milyen hatással van a kapott zajképre. A szürkeségi szint változtatásához szűrőket használtam, amelyek segítségével tetszés szerinti átlagos szürkeségi szinteket lehetett beállítani.

A kapott felvételekből a Mathcad program segítségével meghatároztam az intenzitás eloszlás félértékszélességét, ami a grafikonok alapján Gauss-osnak bizonyult.

:



16. grafikon

A modellezésbe beépített zajfelvétel hisztogramja

ahol v a szürkeségi szint értéke, N pedig a megfelelő értékű CCD kamera pixeleinek értéke. A felvétel objektív nélküli kamerával, 200-as átlagos szürkeségi szint mellett, 10 ms-os exponálási idővel készült. A kamera és a kivilágított papírlap közötti távolság kb. 28,6 cm volt.

A vizsgálathoz használt mérési elrendezés:



A mérések eredményeit az 1.táblázat tartalmazza.

EDC2000n kamera zajmérési adatai					
t=expozíciós idő					
	b=bias %-a				
	félértékszélesség				
a mérés típusa	objektív nélkül	objektívvel			
200_t10_g50_b0	40,44	56,699			
200_t20_g50_b0	39,098	63,22			
200_t40_g50_b0	49,558	60,382			
200_t80_g50_b0	47,432	58,709			
400_t10_g50_b0	57,121	65,078			
400_t20_g50_b0	62,042	73,645			
400_t40_g50_b0	43,436	82,8			
400_t80_g50_b0	48,486	68,004			
		~~ ~ ~ -			
600_t10_g50_b0	93,977	83,015			
600_t20_g50_b0	48,347	86,02			
600_t40_g50_b0	50,455	106,971			
600_t80_g50_b0	55,788	82,976			
800 t10 a50 b0	68.663	101.659			
800 t20 a50 b0	53.424	123.24			
800 t40 q50 b0	56,903	117.67			
 800_t80_g50_b0	56,578	98,097			

Felmerülhet a kérdés, hogy miért csak egy kamera zajának méréseit végeztem el? Ennek az oka, hogy a lézerlaborban lévő többi kamera vizsgálata már egy korábbi szakdolgozat keretében elkészült [1] így erre e dolgozat keretében nem volt szükség. Példa egy a mérés során kapott képre (objektívvel és anélkül):



22. kép objektív nélkül készült zaj-felvétel



23. kép objektívvel készült zaj-felvétel

3.4.2 A szimuláláshoz használt zaj beépítése az interferenciaképbe

A kapott félértékszélességek alapján kiválasztottam azt a kamera beállítást, amikor a félértékszélesség a legoptimálisabbnak bizonyult, amikor a szürkeségszint az én szimulált interferogrammomhoz hasonló (200-255) és ennek a képnek a mátrixát építettem a modellező rendszerbe. A zajmátrix elkészítésekor használt paraméterek az előző pontban szerepelnek. A beépítést úgy végeztem, hogy a már korábban elkészített normált, "interferenciás mátrix"-hoz a zajmátrix egy bizonyos százalékát adtam hozzá, így egy olyan mátrixot kaptam, aminek nagyobb része az interferenciából, kisebb része pedig a zajból tevődik össze. Majd ezután ezt az új mátrixot futtattattam a kiértékelő programmal. Ennek a módszernek azt az előnyét találtam, hogy ugyanolyan félértékszélességű zaj mellett, különböző százalékos zajarányt lehetett beállítani. Így vizsgálni lehetett, hogy a zajszint százalékos növekedése milyen hatással van a kapott eredményekre és az interferenciaképre.

3.5 Az interferenciakép változása a zaj hatására



Az interferenciaképek a fentiek szerint a különböző zajszázalékok és az objektíves, vagy a nélküli használat függvényében. A 6-7. grafikonokon látszik, hogy a különböző arányú zajok milyen befolyással voltak a kapott GDD és TOD eredményekre. Ezeknél a modellezéseknél a beérkező nyalábok intenzitása azonos volt.



A különböző zaj-arányok befolyása a GDD változására

A különböző zajarányok befolyása a TOD változására

3.6 A "zajos" módszer határai

A zaj beépítése után a kiértékelést GDD = 0 - 10.000 fs^2 -ig és TOD = 0 - 10.000 fs^3 -ig vizsgáltam, szintén úgy, hogy az egyik tagot változtattam, amíg a másikat 0-n tartottam, majd fordítva. A vizsgálatok után a grafikonokból leolvasható, hogy ezen a tartományon belül a kapott eredmények már nagyobb mértékű eltérést muatattak az eredeti értékekhez képest. Viszont a TOD változtatásakor kapott eredmények a TOD növelésével pontosabbá váltak.

A zajjal terhelt interferenciaképek feldolgozásánál is megvizsgáltam a kiértékelhető tartomány változását. Ezekben az esetekben a tartomány nem változott, hiába nőtt a két kar intenzitásának különbsége.

Összefoglalás

A dolgozat elkészítése közben a célom az volt, hogy szimulációval megvizsgáljam a spektrálisan bontott interferencia elméleti határait a legkisebb és legnagyobb fáziskülönbség mérése szempontjából. A modellezést a Mathcad program segítségével végeztem. A zaj beépítéséhez egy valódi CCD kamera zaját használtam, amelynek előzetes méréseit a TeWaTi lézerlaborban végeztem.

Különböző intenzitásarányok, telítési viszonyok, valamint CCD kamera zajszint mellett a következő eredményeket kaptam:

- ideális, vagyis azonos beérkező intenzitásértékek mellett a mérhető fáziskülönbség nagy intervallumon belül pontosnak tekinthető, mivel a modellezés után kapott értékek GDD = 15.000 fs^2 és TOD = 15.000 fs^3 határig visszaadták (0,2 % hibával) az eredeti értékeket;

- az intenzitásarányok változása viszont befolyással van a mérés pontosságára. Ha a beérkező intenzitások aránya meghaladja a 27:1 arányt, azaz az egyik nyaláb intenzitásértéke több, mint 27-szerese a másikénak, a mérés teljesen pontatlanná válik (a hiba 100%). Ennél kisebb különbségek esetén (pl. 20:1 arány) a mérés hibája nem haladja meg az 5 %-ot;

- a CCD kamera zajának hozzáadása az interferenciaképhez 10 %-os zajszint és egyenlő intenzitások esetén nem befolyásolja a kapott eredményt (a hiba < 10 %). A zajszint emelkedése esetén a hiba nőtt. Úgy sejtjük, hogy minden zajszinthez tartozik egy olyan GDD tartomány, mely az adott zajszinthez a legkisebb hibával határozható meg. Ezen tartományon belül a meghatározás pontossága a zajszint emelkedésével nő. A TOD esetén nem figyeltünk meg ilyen effektust.

Irodalomjegyzék

[1] J-C. Diesl, W. Rudolph; Ultrashort Lase Pulse Phenomena (1996.)

[2] Görbe M.; A spektrálisan bontott interferometrikus szögdiszperzió-mérés pontosságának vizsgálata; Diplomamunka (2002)

[3] Osvay K.; Ultrarövid lézerimpulzusok alakjának formálása; Kandidátusi értekezés (1994.)

[4] P. Hariharan; Optical Interferometry (1985.)

[5] A.P. Kovács, K. Osvay, and Zs. Bor, R.Szipőcs; Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry; Opt. Lett. **20** (1995) 788

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani elsősorban témavezetőmnek, Dr. Osvay Károlynak, akinek a teljeskörű támogatását az egész dolgozat megírása során élvezhettem, valamint azért, hogy elnézte a kezdeti időszakokban elkövetett "botladozásaimat". Dr. Kovács Attilának, aki rendelkezésemre bocsátotta a kiértékelő programot, valamint Görbe Mihálynak aki a segítségemre volt a TeWaTi laborban elvégzett zajmérések során.

Továbbá családomnak, csoporttársaimnak, barátaimnak, akik mindig türelmesen meghallgatták az éppen aktuális munkálataimat, nyomon követték a feladat elkészültét, még, ha sokszor nem is értették miről van szó.

1. Függelék: A Mathcad program interferogram-generáló része

Két dimenziós spektrálisan bontott szimulált interferogramok kiértékelése cosinus-függvények illesztésével oszloponként (hullámhosszanként)

1.) A referencia- és a tárgykar intenzitáseloszlásának megadása, az eredő intenzitáseloszlás meghatározása, interferenciakép szimulálása

a mátrix sorainak száma: n := 652oszlopainak száma: m := 494a referencia- és a tágynyaláb közötti szög (rad): $\gamma := \frac{\pi}{90}$ a fénysebesség: c := 0.3 x f0km/s a kiértékelendő hullámhossz"futtatása" 750 nm - 850 nm között: $\lambda(n) := 0.75 + n \cdot 0.0002$ a központi hullámhossz: $\lambda 0 := 0.800$ a frekvencia 750 nm - 850 nm között: $\omega(x) := 2\pi \cdot \frac{c}{\lambda(x)}$ a központi frekvencia: $\omega_0 := \frac{2\pi \cdot c}{\lambda_0}$ frekvencia eltolás: $\Delta k(x) := \omega(x) - \omega_0$ $\Delta \Lambda := 0.05$ $\Delta \Omega := \frac{(2 \cdot \pi \cdot c) \cdot \Delta \Lambda}{(\lambda_0)^2}$ a kezdeti csoport-késleltetés diszperzió: $\phi_{02} := 1000$ harmadrendû diszperzió: $\phi_{03} := 0$ a fázis: $\phi_0(x) := \left[0.5 \cdot \phi_{02} (\Delta k(x))^2 + \frac{1}{6} \cdot \phi_{03} \cdot (\Delta k(x))^3 \right]$

A referencia- (R) és a tárgykarról (T) beérkező intenzitás:

R0 := 200

T0 := 4

$$R(n) := 0.5 + R0 \cdot e^{\left[-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{\Delta k(n)}{\Delta \Omega}\right)^{2}\right]}$$

$$IR(n,m) := floot(R(n))$$

$$IT(n,m) := floot(T(n))$$

$$MR := matrix(n,m,IR)$$

$$MT := matrix(n,m,IT)$$

A normált eredő intenzitás:

$$I00(n,m) := 0.5 + 255 \cdot \left[\frac{(IR(n,m) + IT(n,m)) + 2 \cdot \sqrt{IR(n,m) \cdot IT(n,m)} \cdot \cos\left(\phi 0(n) + 2 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda(n)} \cdot m \cdot 0.15 \cdot \gamma\right)}{R0 + T0 + 2 \cdot \sqrt{R0 \cdot T0}} \right]$$
$$I0(n,m) := floot(I00(n,m))$$

M := matrix(n, m, I0)