SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

Természettudományi Kar

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

informatikus fizika szak

Diszperzió mérése Fourier-transzformációs spektrális interferometriával

Borzák Ferenc

Témavezető:

Dr. Kovács Attila adjunktus

Szeged, 2007

TARTALMI ÖSSZEOGLALÓ

Kulcsszavak: diszperzió, femtoszekundumos impulzus, spektrális interferometria, Fourier transzformáció, interferogram

Minden hullámcsomag, mely különböző hullámhosszúságú monokromatikus hullámok összegeként fogható fel, közegen való áthaladáskor megváltoztathatja az alakját. Annál nagyobb ez az időbeli alakváltozás, minél rövidebb impulzusról, illetve minél nagyobb diszperziójú közegről van szó. Az ultrarövid (femtoszekundumos) impulzusok esetében a laboratórium levegőjében történő terjedés is jelentős alakváltozást okozhat. Az impulzus céltárgyra való torzulásmentes eljuttatásához ismernünk kell a közbülső optikai elemek diszperzióját.

Jelen dolgozatban kétféle kísérleti és kiértékelési módszert is bemutatok az anyagok diszperziójának mérésére vonatkozóan a spektrális interferometria témaköréből. Az egyik esetben egymással párhuzamos, míg a másik esetben egymással szöget bezáró nyalábok interferenciaképének spektrumából határoztam meg a mérni kívánt optikai elem diszperziójának értékét.

A két kísérleti módszerrel készített spektrális interferogramok kiértékelése különbözőképpen történik, azonban az adatfeldolgozás gerince mindkét esetben azonos. Ez az irodalomból ismert Fourier-transzformációs spektrális interferometria (FTSI) kiértékelő módszere, melyet a dolgozatban részletesen bemutatok. A kiértékelési eljárások közötti különbség abból ered, hogy a párhuzamos nyalábok esetére már korábban is használták az FTSI kiértékelési módszerét hullámhossz-tartománybeli adatsor feldolgozására, azonban az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszéken, illetve más kutatócsoportnál is felmerült az a gondolat, hogy ezt a kiértékelő módszert az egymással szöget bezáró nyalábok esetében is alkalmazni lehet tértartománybeli adatsor feldolgozására.

A munkám során többféle programváltozatot valósítottam meg a kísérleti összeállításhoz igazodva. A dolgozatban bemutatom ezen programok szimulált mérésekre adott eredményeit, illetve a BK7-es üveg és xenon gáz diszperziós méréseinek kiértékelését. A mért és a számolt eredmények hibahatáron belül megegyeznek.

2

Tartalomjegyzék

Bevezetés	4
I. Tudományos előzmények	6
1. Lineáris impulzusterjedés	6
2. Spektrális interferometria	7
2.1. Párhuzamos nyalábok esete	8
2.2. Szöget bezáró nyalábok esete	. 11
3. Spektrális interferogramok kiértékelése Fourier-transzformációval	. 15
3.1. Az eljárás elve	. 15
3.2. Kiértékelés párhuzamos nyalábok esetén	. 17
3.3. Kiértékelés egymással szöget bezáró nyalábok esetén	. 21
4. Kísérleti előzmények	. 22
4.1. Üveg diszperziójának mérése	. 22
4.2. Gázok diszperziójának mérése	. 23
II. Célkitűzések	. 24
III. Eredmények	. 25
1. A kiértékelő programok leírása	. 25
2. A párhuzamos nyalábok esetére írt program eredményei	. 26
2.1. Szimulált interferogramok kiértékelése	. 26
2.2. Mért interferogramok kiértékelése	. 30
2.2.1. Üres interferométer	. 30
2.2.2. BK7-es üveg	. 31
2.2.3. Pockels-cella	. 32
3. A szöget bezáró nyalábok esetére írt program eredményei	. 34
3.1. Szimulált interferogramok kiértékelése	. 35
3.2. Mért interferogramok kiértékelése	. 37
IV. Összefoglalás	. 40
V. Mellékletek	. 41
1. Polinom illesztés megvalósítása gradiens-módszerrel	.41
2. A mérési eredmények táblázatos összefoglalása	. 42
Irodalomjegyzék	. 44
Köszönetnyilvánítás	. 45

Bevezetés

Manapság már természetesnek mondható, hogy egy lézerlaborban nem okoz gondot 10-20 femtoszekundum nagyságrendjébe eső impulzusokat előállítani. A Fouriertétel szerint egy lézerimpulzus több különböző frekvenciájú monokromatikus komponens szuperpozíciójaként fogható fel. Ezen komponensek sebessége vákuumtól eltérő közegben – például üvegben – nem azonos, a kisebb frekvenciájúak előresietnek, a nagyobb frekvenciájúak pedig lemaradnak.

A fent említett jelenség az ultrarövid (10-20 fs) impulzusok terjedése során – a nagy sávszélességük miatt - sokkal jelentősebb, mint az a pikoszekundumos impulzusoknál tapasztalható. Ilyen rövid impulzusok esetén még néhány méter levegő is képes jelentős mértékben befolyásolni a jelalakot, nem is beszélve a jelentősen nagyobb diszperzióval rendelkező anyagokból (üveg, kvarc, kristályok, stb.) készült fókuszáló vagy más optikai elemekről, melyek már teljesen elronthatják egy optikai rendszeren áthaladó impulzus eredeti időbeli alakját. Ezért döntő fontosságú, hogy legyen egy olyan módszerünk, mellyel ezen diszperziós hatások mérhetőek, hogy a jelalak torzulásait pontosan meg tudjuk határozni, illetve azokat kompenzálni tudjuk. Jelen dolgozatban egy ilyen mérési és kiértékelési eljárást ismertetek.

A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumeletronikai Tanszékének TeWaTi laborjában már egy évtizede foglalkoznak spektrálisan (és térben) bontott interfometriával [spectrally (and spatially) resolved interferometry, S(S)RI]. Ezekkel a módszerekkel készített interferogramok többféle módon értékelhetők ki. Az egyik ilyen módszer a Fourier-transzformációs spektrális interferometria (Fourier-transform spectral interferometry, FTSI).

Az eddigiekben az interferenciacsíkokból koszinusz függvény illesztésével határozták meg a minta diszperzióját. Azonban van egy másik, francia kutatók által kidolgozott technika, az FTSI, melynél az irodalmi adatok alapján jelentős pontosság-növekedés várható.

Ezért a dolgozatom célja az FTSI módszer meghonosítása. További célom az FTSI egy nemrégiben publikált alkalmazási módszerének is a meghonosítása.

A méréseket az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének TeWaTi lézerlaborjában végeztem.

A dolgozatom I. fejezetében ismertetem a lineáris impulzusterjedéssel kapcsolatos , utána pedig rátérek a spektrális interferometriára, annak két elkülönülő (a párhuzamos, és az egymással szöget bezáró nyalábokkal foglalkozó) ágát mutatom be. Ezek után részletesen bemutatom az FTSI kiértékelési technikáját, külön kitérve a kétféle módszerrel készített interferogramokra. A fejezet végén a - később kiértékelésre felhasznált - kísérleti eredményeket mutatom be. A II. fejezetben a célkitűzéseimet foglaltam össze. A III. fejezetben írom le a programok megvalósításával, tesztelésével kapcsolatos eredményeimet. Ezek után pedig a BK7-es üveg, Pockels-cella és xenon gáz diszperziójának mérésével kapcsolatos eredményeimet mutatom be. A IV. fejezetben röviden összefoglalom munkám eredményeit.

I. Tudományos előzmények

1. Lineáris impulzusterjedés

Az alábbiakban az elektromágneses impulzusok terjedésének ún. frekvenciatartománybeli leírását adom meg. Tekintettel arra, hogy a diszperzió méréséről és a lineáris impulzusterjedésről már számos dolgozat született (tanszéken például [1-3]), csak rövid összefoglalását adom e témának.

Egy impulzust monokromatikus elektromágneses hullámok szuperpozíciójaként foghatunk fel $a_{be}(\omega)$ amplitúdóval és $\varphi_{be}(\omega)$ fázissal, azaz az impulzus térerősségét a következő Fourier-transzformált adja:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega.$$
(1.1)

A diszperzív közeg megváltoztatja az impulzus spektrális amplitúdó-eloszlását valamely $A(\omega)$ -val, a spektrális fázisát pedig $\varphi(\omega)$ fázisátvitellel. Így a kilépő impulzus térerősségének időfüggésére kapjuk, hogy:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \cdot a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega.$$
(1.2)

A továbbiakban az $A(\omega) = 1$ közelítést alkalmazzuk, azaz a jelalak-változások döntően a fázisátvitelből származtathatók. Hogy számszerűsíteni tudjuk a fázisváltozás impulzusra gyakorolt hatását, fejtsük a diszperzív anyagra jellemző fázisfüggvényt ω_0 központi frekvencia körül Taylor-sorba:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots$$
(1.3)

Vizsgálva az együtthatókat, azt kapjuk, hogy a $\varphi(\omega_0)$ tagnak csak extrém rövid (10 fs-nál rövidebb) impulzusoknál van jentősége, azonban a $\varphi(\omega)$ függvény deriváltjai már komolyabb befolyással vannak a 10 fs-nál hosszabb impulzusokra is. A deriváltak nem fázisjellegű mennyiségek, mértékegységük szekundum a deriválás rendjének megfelelő hatványon. Az alábbiakban áttekintem milyen hatást gyakorolnak ezek az impulzus térerősségére.



1.1. ábra Az optikai elem diszperziójának az impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatása, a.) $\varphi'(\omega_0) \neq 0$, b.) $\varphi''(\omega_0) \neq 0$, c.) $\varphi'''(\omega_0) \neq 0$,

Vizsgáljuk először a $\varphi'(\omega_0)$ hatását. Az 1.1.a ábrán látható, hogy a belépő $E_{be}(t)$ és a kilépő $E_{ki}(t)$ alakja megegyezik, csak a kilépő impulzus $\varphi'(\omega_0)$ -vel késik a belépőhöz képest, tehát $\varphi'(\omega_0)$ megadja azt az időt, ami alatt az impulzus áthalad a közegen. Azonosítására a *csoportkésleltetés (Group Delay, GD, [fs])* kifejezést használjuk.

A $\varphi''(\omega_0)$ deriváltat vizsgálva az tapasztalható, hogy az impulzus időbeli hosszát változtatja meg, az előjeltől függően növeli vagy csökkenti az időbeli félértékszélességet (1.1.b ábra). *Csoportkésleltetés-diszperzió*nak (*Group Delay Dispersion, GDD, [fs²]*) nevezik.

A $\varphi'''(\omega)$ deriváltnak már nem adtak külön nevet, egyszerűen *harmadrendű* diszperziónak (*Tthird Order Dispersion, TOD, [fs³]*) nevezik. Az impulzust aszimmetrikussá teszi, esetleges mellékimpulzusok megjelenésében játszik szerepet (1.1.c ábra).

Az ennél is magasabb rendű deriváltaknak sincs saját nevük, a deriválás rendjével azonosítjuk őket, mint a harmadrendű diszperziót is. Hatásukat itt nem részletezzük, mert a legtöbb esetben a negyed- és ennél magasabb fokú tagok jó közelítéssel elhanyagolhatóak. Az 1.1. ábrán látható alakváltozások miatt fontos a diszperziós együtthatók ismerete.

2. Spektrális interferometria

Az előbbiek alapján látjuk, hogy fontos a deriváltak ismerete, ezért többféle, a fény interferenciáján alapuló eljárást dolgoztak ki a diszperziós együtthatók mérésére Ide sorolható többek között a repülési idő interferometria [4], a rögzített fázisú interferométer [5], illetve egy korábban használt Fourier-transzformációs módszer [6] is. Ezek pontossága korábban nem volt kielégítő, mára azonban a spektrális interferometriával lehetőség nyílt a diszperzió pontosabb mérésére.

2.1. Párhuzamos nyalábok esete

Ha egy kétsugaras (Michelson-, Mach-Zehnder-) interferométert kivilágítunk egy megfelelően szélessávú fényforrással, és az interferométer kimenetéhez egy spektrográfot helyezünk, akkor az interferométer beállításaitól függően a spektrográf fotolemezén vagy CCD chipjén egy csíkrendszer figyelhető meg. Ebből a csíkrendszerből a megfelelő adatfeldolgozó, kiértékelő módszerekkel kíséreljük meg a tárgykarba helyezett elem diszperzióját megadni.



1.2. ábra Michelson-féle interferométer, kimenetén egy CCD kamerás spektrográffal

Tekintsünk egy olyan elrendezést, ami a 1.2. ábrán látható. Álljanak az interferométer tükrei függőlegesen, és legyenek egymással teljesen párhuzamosak (ezzel biztosítjuk, hogy az interferáló fénynyalábok egymással teljesen párhuzamosak legyenek). Fényforrásként egy Ti:S lézerből érkező impulzusokat vagy halogén lámpát használunk, ezzel világítjuk ki az interferométert. A belépő nyalábot egy nyalábosztó kettébontja, egyik fele áthalad a tárgykarba helyezett elemen, a másik fele a referenciakarba jut, melyben nincs diszperzív elem. Így amikor a kimeneten kialakul az interferenciakép, az magában hordozza a tárgykarba helyezett elem diszperziós tulajdonságait. Az interferométer után következik a spektrográf belépő rése. A rést követi egy lencse, amely párhuzamosítja a kissé széttartó nyalábot, és az itt elhelyezett rács elvégzi a spektrális bontást. Az ezt követő leképező lencse a CCD chipre képezi a bontott fénynyalábot. Legyen $I_t(\omega)$ a tárgykar intenzitás-eloszlását leíró függvény, a referenciakaré pedig $I_r(\omega)$. Ekkor az interferáló nyalábok intenzitás-eloszlását, $I(\omega)$ -t a következő egyenlet adja meg [7]:

$$I(\omega) = I_r(\omega) + I_t(\omega) + 2 \cdot \sqrt{I_r(\omega)} \cdot I_t(\omega) \cdot \cos(\Delta \Phi(\omega)), \qquad (1.4)$$



ahol $\Delta \Phi(\omega)$ a két karból érkező nyaláb közötti fáziskülönbséget jelenti. А fáziskülönbség számolásához tekintsük az 1.3. ábrán látható interferométert. Vizsgáljuk a nyalábok fázisát a két karban. A referencia karból érkező nyaláb fázisa: $\Phi_1(\omega) = \omega/c \cdot 2l_1$, a tárgykarból érkező nyaláb fázisa pedig: $\Phi_2(\omega) = 2\varphi(\omega) + \omega/c \cdot 2(l_2 - d).$

 l_1 a referencia-, l_2 a tárgykar

1.3. ábra Michelson-féle interferométer

hossza, $\varphi(\omega)$ a diszperzív minta fázistolás-függvénye, d pedig a minta hossza. Ekkor a fáziskülönbség:

$$\Delta \Phi(\omega) = \Phi_2(\omega) - \Phi_1(\omega) = 2\varphi(\omega) + 2\frac{\omega}{c}(l_2 - l_1 - d).$$
(1.5)

Látható, hogy a teljes fáziskülönbség a diszperzív elem $\varphi(\omega)$ fázisfüggvényének és a két impulzus levegőben megtett útjából származó fáziskülönbségének az összege. A levegő diszperziójától most tekintsünk el. Bontsuk fel a $\varphi(\omega)$ függvényt két részre úgy, hogy a sorfejtésből származó elsőrendű deriváltat emeljük ki a Taylor-sor többi tagja közül, melyet $\overline{\varphi}(\omega)$ -val jelöltem.

$$\varphi(\omega) = \varphi'(\omega_0) \cdot \omega + \overline{\varphi}(\omega) \tag{1.6}$$

Ezzel a jelöléssel a fáziskülönbséget

$$\Delta\Phi(\omega) = 2\overline{\varphi}(\omega) + 2\varphi'(\omega_0) \cdot \omega + \frac{\omega}{c} 2(l_2 - l_1 - d)$$
(1.7)

Alakban írhatjuk fel. Láthatjuk, hogy a második két tag csak lineárisan függ ω -tól. Ezt a két tagot szokás együtt $\omega \cdot \tau$ -val helyettesíteni. Végül $\Delta \Phi(\omega)$ a következőképp fejezhető ki.

Vegyük észre, hogy a τ, mely egy idő dimenziójú mennyiség, egyszerre származik a



1.4. ábra Diszperzió hatása a spektrális interferogram alakjára, $\tau = 600$ fs a.) $\varphi(\omega) = 0$, b.) GDD = 4000 fs², c.) TOD = 300000 fs³

diszperzív elem által okozott időbeli késleltetéstől, illetve a karhosszak közötti különbségből.

(1.8)

Ha a $l_2 - l_1 = 0$ és a tárgykar üres $(d=0, \varphi(\omega)=0)$, akkor a (1.4) alapján és a felvételen nem jelenik meg csíkrendszer. Azonban ha a mozgatható tükör segítségével valamelyik karhosszat változtatjuk, akkor а $\Delta \Phi(\omega) = \omega \cdot t$, azaz akkor $2\pi/\tau$ periódusú csíkrendszer alakul ki (1.4.a ábrán bejelöltem, ábra). Az hogy pusztán a maximumhelyek leolvasásával hogyan lehet becslést adni τ-ra. Az interferenciacsíkokat a τ késleltetés növelésével, illetve csökkentésével lehet sűríteni, illetve ritkítani. A szimulált inerferogramok 800 nm-nek megfelelő központi frekvenciával és 10 fs-os impulzusidővel készültek

Most vizsgáljuk meg a magasabb rendű fázisderiváltak hatását ugyanezen az interferogramon. Ahogy az a 1.4.b ábrán is látható, a csoportkésleltetés-diszperzió úgy fejti ki hatását, hogy a központi körfrekvencia egyik oldalán sűríti, a másik oldalán pedig ritkítja a az interferenciacsíkokat. Ennél a szimulációnál a minta GDD-je 4000 fs² volt. Végül pedig a 1.4.c ábrán a TOD 300000 fs³ –ra volt beállítva. Látható, hogy TOD az ω_0 mindkét oldalán besűríti a csíkokat.

A fenti ábráknál a GDD és a TOD értékeket a mérések során előforduló értékeknél nagyobbra választottam, hogy jól láthassuk, milyen hatással vannak az interferogramra. A későbbi munkánál az igazi feladatot az ezeknél kisebb diszperziós értékek mérése jelentette.

2.2. Szöget bezáró nyalábok esete

Az előzőekhez képest változtassuk meg az interferométer beállítását oly módon, hogy az egyik tükröt vízszintes tengely mentén döntsük meg adott γ szöggel. Ez legyen olyan kicsi (mrad nagyságrendű), hogy a visszaverődő nyaláb térbeli elmozdulása még ne legyen akkora, hogy az elrontsa az interferenciát, továbbá hogy a számolásnál a $\gamma \approx \sin(\gamma)$ közelítést használhassuk. Az 1.5. ábrán egy diszperzív elem nélküli elrendezés térbeli vázlata látható.

Az impulzus útja megegyezik a 2.1. pontban leírtakkal. Az előző gondolatmenethez annyit kell hozzátenni, hogy a referencia tükör dőlése miatt a spektrográf belépő résén vízszintes csíkok jelennek meg, melyekből a rés egy nagyon vékony függőleges sávot vág ki. A CCD chipen azonban már kissé széttartó spektrálisan bontott csíkrendszer figyelhető meg [8].

Vizsgáljuk meg az interferenciacsíkok keletkezését. Ehhez tekintsük a 1.6. ábrát, mely fizikailag ekvivalens képét adja a 1.5. ábrán látható kísérleti elrendezésnek.

A tükördőlésnek köszönhetően – ahogy az az ábrán is látszik – a függőleges y tengely mentén mindenhol más lesz a karok úthossz-különbsége, még akkor is, ha eredetileg a tükrök párhuzamos állása esetén az egyforma is volt. Figyelembe véve, hogy



1.5. ábra Michelson-féle interferométer spektrográffal a kimenetén

optikai úthosszból hogyan számolunk fázist, a dőlésből származó fázisváltozásra a következő egyenletet írhatjuk:

$$\varphi(y,\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot 2\gamma(y - y_0). \tag{1.9}$$



1.6. ábra Spektrális interferenciacsíkok keletkezésének szemléltetése

Ennek a fáziseltolódásnak köszönhető, hogy az interferométer kimenetén vízszintes interferenciacsíkok jelennek meg, továbbá az is, hogy GD változni fog az y tengely mentén, mégpedig a következőképpen:

$$GD(y) = \frac{d\varphi(y,\omega)}{d\omega} = 2\gamma(y-y_0)/c. \qquad (1.10)$$

Mivel a (1.9)-ban leírt dőlésből származó fázisváltozás ω -ban lineáris, ezért szerencsére a magasabb rendű együtthatókra nincsen hatással, így téve lehetővé azok közvetlen mérését. Amint az a 1.6. ábrán is látható az y = y₀ vonalban a GD(y = y₀) = 0, tehát a csík vízszintes, míg ettől a ponttól távolodva a csíkok egyre inkább széttartóvá válnak. Ez köszönhető annak, hogy a frekvencia csökkenésével növekszik a hullámhossz, és így a maximumhelyek közötti távolság is.

Most pedig tekintsük ebben az esetben is az interferenciát leíró egyenletet, mely lényegében megegyezik az (1.4) egyenlettel, de itt figyelembe kell vennünk az egyenletben lévő függvények y tengely szerinti változását is. Eszerint legyen a tárgykarból érkező nyaláb intenzitás-eloszlása $I_t(y, \omega)$, a referenciakaré pedig $I_r(y, \omega)$. A képsíkban megjelenő interferogram intenzitását a következő egyenlet írja le:

$$I(y,\omega) = I_r(y,\omega) + I_t(y,\omega) + 2 \cdot \sqrt{I_r(y,\omega)} \cdot I_t(y,\omega) \cdot \cos(\varphi(y,\omega))$$
(1.11)

Az egyenletben használt $\varphi(y, \omega)$ fázis-függvény egyszerre foglalja magába a (1.9) egyenlettel leírt dőlésből származó y mentén változó fázist és a mérőkarba helyezett elemtől származó fázistolást ($\varphi_{elem}(\omega)$) is. A két függvényt összeadva kapjuk, hogy:

$$\varphi(y,\omega) = 2\varphi_{elem}(\omega) + \frac{\omega}{c} \cdot 2\gamma(y - y_0). \qquad (1.12)$$

Szimulált interferogramokon vizsgáljuk meg az együtthatók hatását. A szimulációkat 10 fs-os impulzusidővel készítettem, ami kb. 100 nm-es sávszélességet eredményez. A központi körfrekvenciát a Ti:S lézer központi, 800 nanométeres hullámhosszának megfelelően állítottam be. A diszperzív elem nélküli szimuláció eredménye az 1.6. ábrán is látható interferogram lett, aminek tulajdonságait kicsivel fentebb már részleteztem.

Tekintsük most külön-külön a deriváltak hatását. Ha egy üres interferométerben a mozgatható tükör mikrométercsavarját eltekerjük az egyenlő karhossznak megfelelő állapotból, akkor a csíkok megdőlnek, ahogy az a 1.7.a ábrán is látszik (szimulált GD = 400 fs). A csíkok széttartása itt is megmarad, de kevésbé érzékelhető. Itt szeretném megjegyezni, hogy a kiértékeléshez vízszintes csíkokat használtam. Azonban bármilyen elemet is helyezünk az interferométer mérőkarjába, az rendelkezik a rá jellemző GD-vel, így megdönti a csíkokat. Ezért ezt a dőlést a mozgatható tükörrel beállított, az anyag GDjével ellenkező értelmű késleltetéssel kell kompenzálni. Az 1.7.b ábrán már tisztán csak a csoportkésleltetés-diszperzió hatása látható (GDD = 1000 fs²), jól kivehető a csíkok parabola alakja. A harmadik esetben a többi derivált nulla értéke mellett csak harmadrendű tagot adtam meg a szimuláció fázisfüggvényébe (TOD = 30000 fs³). Az 1.7.c ábrán kirajzolódnak a harmadrendű görbék. Ezen szimulációk esetében a GDD értéke már abban a tartományban volt, melyet később mérni szeretnénk, azonban a TOD értékét a mérni kívánt értékeknél nagyjából egy nagyságrenddel nagyobbra kellett választanom a görbék jó



1.7. ábra a.) GD b.) GDD c.) TOD hatása a spektrális interferogramra csíkjainak menetére

láthatóságának érdekében.

Miután bemutattam azt a kétféle módszert, melyekkel interferogramokat vettünk fel, és láttuk a két eljárás közötti különbséget, nevezetesen, hogy az interferáló nyalábok párhuzamosak-e, vagy egymással szöget zárnak be, a módszerek elnevezéséről is szót ejtek.

A másodikként bemutatott módszert nevezzük *spektrálisan és térben bontott interferometriának*. A térbeli bontást tulajdonképpen az jelenti, hogy a nyalábok egymással szöget zárnak be. Ebben az esetben ugyanis a kiértékelés először az y tengely, majd pedig az x tengely mentén történik, ezáltal feltétlenül szükséges az interferogramok térbeli kiterjedésének használata a számunkra fontos információk kinyeréséhez. Az összes kiértékelhető részre illesztünk polinomot, így juthatunk további információhoz a fázisderiváltak térbeli tengely menti változásáról.

Az első módszernél – ahogy az az egydimenziós szimulációkból is kiderülhet – egyetlen sor feldolgozása elég az információk megszerzéséhez. Ezt egyszerűen *spektrálisan bontott interferometriának nevezzük,* mivel itt nincsen szó térbeli bontásról. Amennyiben a spektrográfban egy többsoros CCD chip van, minden egymástól különböző sor feldolgozása csak az egy mérésből származó eredmények számát növeli, illetve a fázisderiváltak y tengely menti változásáról ad információt. Szigorúan véve csak az egymással szöget bezáró nyalábok esetében szokás a módszer nevében a térbeli bontást is megemlíteni.

3. Spektrális interferogramok kiértékelése Fouriertranszformációval

Ebben a fejezetben a *Fourier-transzformációs spektrális interferometria (Fourier Transform Spectral Interferometry, FTSI)* interferogram-kiértékelési eljárásait [1] mutatom be. Először röviden ismertetem az alapötletet, azután a kétféle módon felvett interferogramokra vonatkozó két különböző kiértékelési eljárást tárgyalom.

3.1. Az eljárás elve

Legyen a két időfüggő térerősség-vektor: $E_0(t)$, E(t), és $E_0(\omega)$, $E(\omega)$ ezek Fourier-transzformáltjai, továbbá $\Delta \varphi(\omega) = \arg[E(\omega)] - \arg[E_0(\omega)]$ a spektrális fáziskülönbség, amit mérni szeretnénk. Ahogy azt korábban említettem, a mérés során valamilyen relatív késleltetés (τ) van a két nyaláb között. Az interferométer után a két térerősség összege: $E_0(t) + E(t - \tau)$. A spektrográf kimeneténél felvett intenzitásspektrumot a következőképp írhatjuk fel:

$$I(\omega) = \left| E_0(\omega) + E(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} \right|^2 =$$

= $\left| E_0(\omega) \right|^2 + \left| E(\omega) \right|^2 + \overline{E_0}(\omega) E(\omega) \times e^{i\omega\tau} + k.k.,$ (1.13)



1.8. ábra Spektrális interferogram, $\tau = 1,7$ ps, [9]

ahol k.k. tag tartalmazza az őt megelőző tag komplex konjugáltját¹. Az utolsó két tag az interferenciatag, melyek a $\cos(\Delta \varphi(\omega) + \omega \cdot \tau)$ tagon keresztül a τ értékétől függő mértékű oszcillációt okoznak a frekvencia-tartományban (1.8. ábra), ahogy azt már korábban is láttuk. Legyen a két térerősség konvolúciója $f(t) = \overline{E_0}(-t) \otimes E(t)$. A frekvenciatartománybeli intenzitást ezután (1.13)

helyett így írhatjuk:

$$I(\omega) = |E_0(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2 + f(\omega)e^{i\omega\tau} + k.k., \qquad (1.14)$$

¹ A konjugálást felülvonással jelöltem

ahol $f(\omega) = F.T.\{f(t)\} = \overline{E_0}(\omega)E(\omega) = |\overline{E_0}(\omega)E(\omega)| \times e^{i\Delta\varphi(\omega)2}$ tartalmazza az összes információt a spektrális fáziskülönbségről ($\Delta\varphi(\omega) = \arg[f(\omega)]$). Vegyük a (1.14) Fouriertranszformáltját:

$$F.T.\{I(\omega)\} = \overline{E_0}(-t) \otimes E_0(t) + \overline{E}(-t) \otimes E(t) + f(t-\tau) + f(-t-\tau).$$

$$(1.15)$$



1.9. ábra A spektrális interferogram Fourier transzformáltjának amplitúdója [9]

Ahogy azt az 1.9. ábra is mutatja, a függvény az időtartományban három, nullától különböző részből tevődik össze. $f(t-\tau)$ látható a $t = \tau$ helyen, míg az $f(-t-\tau)$ tag a $t = -\tau$ -nál helyezkedik el. A (1.15) első két tagja az egyes mezők autokorrelációs függvénye, és a t = 0helyre központosul. Megfelelően nagy τ esetén a $f(t-\tau)$ tag nincs átfedésben a függvény többi részével, így könnyen kivágható

valamilyen ablakfüggvénnyel.

Ezután a kivágott részt az időtartományból egy inverz Fourier-transzformációval visszatranszformáljuk frekvencia-tartományba. Itt már nincs más dolgunk, mint hogy a kapott komplex adatsor argumentumát kiszámoljuk, és így meg is kaptuk a korábban $\Delta \varphi(\omega)$ -vel jelölt spektrális fáziskülönbséget (1.10. ábra).



1.10. ábra A spektrum és a kapott fázisfüggvény együtt ábrázolva [9]

Az FTSI kiértékelő módszere tehát négy lépésből áll:

- először a felvett interferogramot Fourier-transzformáljuk.
- ezután egy ablakfüggvénnyel kivágjuk a számunkra fontos részt.
- ezt visszatranszformáljuk a frekvencia-tartományba.
- végül kiszámoljuk a fázist a kapott komplex számokból.

² F.T.{}-vel a Fourier transzformáció műveletét jelöltem

3.2. Kiértékelés párhuzamos nyalábok esetén

Most nézzük meg azt, hogy fent bemutatott módszerre milyen megvalósítási lehetőségek adódnak. Az első kérdés az lehet, hogy a mérési adatsorok feldolgozásának gerincét alkotó Fourier -transzformációt hogyan valósítsuk meg.

Egy spektrográf hullámhossz-kalibrációja jó közelítéssel hullámhosszban lineárisnak mondható, ami pedig – a $v = c/\lambda$ összefüggésen keresztül – azt eredményezi, hogy a felvett interferogram frekvencia-tartományban már közel sem lesz lineárisan mintavételezett, más szóhasználattal élve nem lesz egyenközű. Mivel a gyors Fouriertranszformáció (*Fast Fourier transform*, továbbiakban FFT) használatához frekvenciában egyenközűen mintavételezett jelre van szükség, így az FFT-t első körben elvethetjük. Kézenfekvő lenne a diszkrét Fourier-transzformációt (*Discrete Fourier Transform*, továbbiakban DFT) használni, hiszen ehhez nem szükséges speciális mintavételezés. Azonban a két algoritmus futási ideje között jelentős a különbség. Míg az FFT-



transzformáció után kapott amplitúdója [10]

 $O(n \cdot \log_2(n))^3$ futásidejű. addig a DFT algoritmus időigénye $O(n^2)$. Ez az jelenti, hogy egy kb. 4000 pontból álló interferogram kiértékelése diszkrét Fouriertranszformációval több mint 300-szor tovább tart, mint Fouriergyors transzformációval. Ez а különbség akkor válik igazán fontossá, ha belegondolunk,

hogy egy, mondjuk 1000 soros CCD chip minden sorának kiértékelése mennyi időbe kerül. Ezért térjünk vissza ahhoz a gondolathoz, hogy mégiscsak a gyors Fourier-transzformációt próbáljuk meg használni.

Gondoljuk végig mi történik, ha egy nem lineárisan mintavételezett adatsoron gyors Fourier-transzformációt hajtunk végre. A részletesebb matematikai formalizmust itt

 $^{^{3}}$ O(f) jelölés a futásidő-becslésnél használt ordo nagyságrendet fejezi ki. Jelentése: az algoritmus futásideje f függvénnyel becsülhető úgy, hogy létezik c1 és c2 konstans úgy, hogy c1*f(n) < algoritmus tényleges futásideje n adatra < c2*f(n). Ez egyszerűen annyit jelent, hogy a futásidő becslésénél egy konstans szorzótól eltekintünk.

mellőzve, tekintsük rögtön az eredményt, mely az 1.11. ábrán látható és három különböző értékű késleltetésnél ($\tau = 1, 3.5, 6$ ps) elvégzett gyors Fourier-transzformáció eredményét mutatja. Először is figyeljük meg, hogy a vízszintes nem időtengely, hanem valamilyen attól eltérő ξ , azaz itt valamilyen ξ -tartományban vagyunk időtartomány helyett. Ez a nem egyenközű mintavételezés egyik következménye. A második szembetűnő tulajdonság, hogy a késleltetést növelve egyre inkább kiszélesednek a $\xi = \tau$ és $\xi = -\tau$ -nál látható tagok. Ez akkor válik igazán fontossá, amikor megpróbáljuk – mondjuk egy gauss függvénnyel – a $\xi = \tau$ -nél található tagot kivágni, mert ügyelni kell az ablakfüggvény megfelelő szélességére. Ettől függetlenül az elmondható, ha a kivágott részt inverz gyors Fouriertranszformáljuk, akkor újra a frekvenciatartományba jutunk vissza, ezért a fázis tulajdonképpen így is számolható.



Ezt a legegyszerűbb adatfeldolgozást mutatja az 1.12. ábra. Tehát két gyors Fourier-transzformációt, egy szűrést és egy argumentumszámolást kell végrehajtani, hogy megkapjuk a fázismenetet. Mivel bennünket az (1.3) egyenletben látható fázisderiváltak érdekelnek, utoljára még egy polinomillesztést is el kell végezni, de erről részletesebben csak a mérési eredmények részben, illetve a függelékben fogok írni. Ezt a kiértékelési eljárást nevezzük 1. módszernek, később így fogok rá hivatkozni.

1.12. ábra Az első kiértékelő program adatfeldolgozásának blokkvázlata

Gondoljuk tovább a programot. Készítsünk a meglévő, nemlineárisan mintavételezett mérésünkből egy egyenközűen mintavételezett adatsort. Megoldást jelenthet valamilyen fajta interpolációs módszer. A [9]-ben leírtak alapján a legjobbnak a lineáris interpoláció bizonyult. Sem a spline, sem más magasabb fokú interpolációk nem vezetnek megfelelő eredményre.

Az 1.12. ábrán látható folyamatot lineáris interpolációval kiegészítve kapjuk a 1.13.b ábra blokkvázlatátt. Ezzel a módosítással el is jutottunk az általunk használt másikféle kiértékelő programhoz (2. módszer). Az interpoláció három fontos hatását ránézésre is leolvashatjuk a 1.13.a ábráról. Az egyik mindenképp pozitív hatás, hogy így már valódi időtartományban tudjuk vizsgálni a jelet. A másik pozitívum, hogy láthatóan nagyon lecsökkent a τ helyeken látható termek szélessége. Azonban az interpoláció hibája miatt a $\pm \tau$ értékek környezetében jelentősen megnő a háttér, ami számunkra azért



kedvezőtlen, mert pontosan ezt a részt vágjuk ki és használjuk fel a további adatfeldolgozás folyamán. Az is látszik, hogy a háttérzaj a késleltetést növelve egyre jelentősebb

Az alábbiakban bemutatom azt az ötletet, mellyel – igaz, hogy a feldolgozandó pontok számát jelentősen megnövelve, de - hatásosan lehet az interpolációból származó hibát csökkenteni. Ehhez az FFT matematikai hátterének egy fontos részére kell kitérnünk.

Tekintsünk egy időbeli jelet, melyet Δt időintervallummal mintavételezünk. Legyen a mintavételi pontok száma $N = 2^p$, ahol p természetes szám. Amennyiben az így kapott adatsoron gyors Fourier-transzformációt hajtunk végre, a frekvencia-tartományban a még feloldható frekvenciakülönbségre a következőt kapjuk:

$$\Delta f = \frac{1}{N \cdot \Delta t} \quad , \tag{1.16}$$

ahol $N \cdot \Delta t$ értelemszerűen az időablak. Az egyenletből kiolvasható, hogy az időablak növelésével egyre nő a frekvencia-feloldás, azaz adott frekvencia-tartományon belül egyre több pontot fogunk kapni. Ezt a nagyon fontos tulajdonságot használjuk ki a kiértékelő program harmadik változatának megírásához.

Haladjunk végig az 1.14.a ábrán látható lépéseken. Először itt is elvégzünk a spektrális inteferogramon egy gyors Fourier-transzformációt, hogy áttérjünk időtartományba. Ekkor következik az a lépés, mely az előző módszerekben még nem volt. Egészítsük ki az eredeti N pontot 2N, 4N, vagy akár 8N db adatpontra nulla értékekkel az időtartomány negatív és pozitív részén egyaránt. Ezt szimmetrikusan, az adatsor bal és jobboldali szélén, a negatív és a pozitív maximumon kívül eső tartományban megtehetjük, hiszen feltételezhető, hogy az értékek ott valóban nullák lennének. Persze ez csak akkor



igaz, ha az eredeti interferogramot a Shannon-tételnek megfelelően mintavételeztük, ellenkező esetben az általunk nullákkal kiegészített tartomány nem feltétlenül lenne nulla. Ez a feltétel a valóságban a késleltetés megfelelő választásával teljesíthető. Az új adatsort transzformáljuk vissza frekvencia-tartományba. Az időablak megnövelésével elértük, hogy adott frekvencia-intervallumban 2-szer, 4-szer, vagy 8-szor több adatpontunk legyen. Ezen a kiegészített adatsoron elvégezve az interpolációt a további feldolgozás ugyanúgy történhet, mint az előző esetekben. Így kapjuk meg a 3. módszert.

A 1.14.b. ábrán a háromféle módszer időtartománybeli eredményei egyszerre láthatóak.⁴ Azt vehetjük észre, hogy a (b)-nél látható zaj a (c) görbén valóban jelentősen lecsökkent, tehát eredményes a javítás. Azonban nem szabad figyelmen kívül hagyni azt sem, hogy az adatpontok számának növelése nem elhanyagolható futásidő növekedéshez vezet. Ráadásul négy darab gyors Fourier-transzformációt kell végezni a korábbi kettőhöz képest. A futásidőre vonatkozó számolást a III. fejezetben mutatok be.

Összefoglalva az ebben a pontban leírtakat, elmondhatjuk, hogy három egymástól kisebb-nagyobb mértékben különböző kiértékelés algoritmusunk van, mellyel a 2.1. pontban leírt mérési módszerrel felvett interferogramokat kiértékelhetjük, és ezzel a mérni kívánt diszperziós együtthatókat meghatározhatjuk.

⁴ A (d) görbe gyakorlatilag megegyezik a harmadik módszer (c) görbéjével, azonban a cikkben nem szerepelt elég információ a megvalósításához

3.3. Kiértékelés egymással szöget bezáró nyalábok esetén

Vizsgáljuk most meg a 2.2. pontban leírt spektrálisan és térben bontott interferometrikus módszerrel felvett interferogramok kiértékelhetőségét [11].

Visszautalva a már korábban leírtakra, itt az információk kinyerésére a mérési eredményt először a függőleges y-tengely mentén dolgozzuk fel. Ehhez tekintsük a fázisfüggvény y és ω koordináták szerinti eloszlását (korábban (1.12) egyenlet):

$$\varphi(y,\omega) = \varphi_{elem}(\omega) + \frac{\omega}{c} \cdot 2\gamma(y - y_0)$$
(1.17)

Látható, hogy a fázis csak lineárisan függ a térbeli koordinátától (y). Mivel a CCD chip pixelei egyforma méretűek, ezért az interferogram térbeli tengely mentén egyenközűen mintavételezettnek tekinthető. Ebből következik az, hogy a függőleges feldolgozás során az egy oszlopra vonatkozó fázisfüggvény – hasonlóan a vízszintes kiértékeléshez - az FTSI módszerével kinyerhető. Sőt, pontosan az egyenközű mintavételezés miatt, nincs szükség az adatok 2.3. pontban leírt plusz manipulációjára (interpoláció, kiegészítés nullákkal), hanem a legegyszerűbb kiértékelést alkalmazhatjuk (1. módszer), csak esetünkben ezt függőleges tengely (térbeli koordináták) mentén kell elvégezni.

Nézzük meg a feldolgozást lépésről lépésre (1.16.c ábra). Először az összes



1.16. ábra (a) spektrális interferogram, (b) interferogram Fourier-transzformáltja [11], (c) a kiértékelés blokkvázlata (c)

oszlop gyors Fourier-transzformációját kell elvégezni. Ekkor az 1.16.a ábra interferogramjából a 1.16.b ábrán látható eredményt kapjuk. Itt meg kell említeni, hogy a transzformáció előtt az adatsor nem frekvencia- vagy időtartományban van, hanem úgymond "tértartományban", azért a transzformáció utáni tartományról sincs konkrét fogalmunk, nevezzük ezt az ábrához igazodva K-tartománynak. Ezután a fázisinformációt tartalmazó tagot kivágjuk (például az 1.16.b ábrán is látható módon, persze megtartva az

összes adatpontot, csak a számunkra szükségtelen részt nullával helyettesítjük). Az így kapott függőleges adatsorokat visszatranszformáljuk tértartományba. Miután az összes oszlopra elvégeztük a feldolgozást, kapunk eg

y fázisfelületet, melyre ω tengely mentén polinomot illesztve juthatunk el az általunk meghatározni kívánt fázisderiváltakhoz.

Így rendelkezésre áll egy, az előzőektől eltérő lehetőség az FTSI kiértékelési módszerének alkalmazására. Fontos azonban azt hangsúlyozni, hogy ahhoz, hogy a diszperzióról bármilyen információval rendelkezzünk, fel kell dolgozni az összes oszlopot, ami a futásidőben esetleg nagy növekedést eredményezhet. Erre majd a megvalósítással kapcsolatos részben visszatérek.

Itt említem meg, hogy ezzel a kiértékelési módszerrel párhuzamosan a spektrális és térben bontott interferometrikus esetre egy másik kiértékelési módszer is készült a tanszéken [3]. Ennek a kiértékelésnek a fő lépése az, hogy az nxm-es interferogramon látható vízszintes csíkokból kivett függőleges metszeteket (oszlopokat) (1.11) és (1.12) koszinusz-illesztéssel végigszkenneli, így nyerve ki a fázisértékeket, melyekre aztán vízszintesen polinomot illeszt, melynek együtthatóiból a fázisderiváltak meghatározhatók.

4. Kísérleti előzmények

Ebben a pontban bemutatom azokat a mérési elrendezéseket, melyekkel a kiértékeléshez használt interferogramokat felvettük. A 4.1. pontban látható elrendezéssel saját magam végeztem el a méréseket, míg a 4.2. pontban vázolt összeállításhoz hasonló elrendezéssel a TeWaTi labor munkatársai végeztek méréseket Berlinben, és én csak ellenőrző kiértékeléseket végeztem.

4.1. Üveg diszperziójának mérése

A 4.1. ábrán látható a mérési elrendezés. A Ti:S lézer impulzusai először egy Michelson-féle interferométeren haladnak át, majd a kilépő nyalábot egy üvegszálon keresztül jut el egy Ocean Optics típusú spektrográfba. A spektrográf a keletkezett interferogramból egyetlen sort tud csak rögzíteni(3648 pixel, 14 bit).

Az üveg diszperziójának mérésekor behelyezzük a tárgykarba a vizsgálandó üveghasábot, majd az interferogramokat rögzítetjük a referenciakar tükrének mozgatásával változtatott késleltetés értékeknél, pozitív és negatív értéktartományban egyaránt.



4.1. ábra A TeWaTi laborban megépített spektrális interferometriai mérés vázlata

А Pockels-cella mérésénél interferogramok készítésekor az összeállításhoz tartozott még egy feszültséggenerátor, mellyel a cellára feszültség kapcsolt értékét tudtam változtatni. Ebben az esetben is több különböző késleltetésnél mértem, és a sorozatot megismételtem a cellára kapcsolt 0, 1, 2, 3, 4, 5 kV-os feszültség esetében is. Az összes mérést megismételtem úgy,

hogy a tárgykarba és a mérőkarba is egy-egy újabb nyalábosztó kocka volt helyezve. Ez az összeállításban egy másik módszerrel történő mérés miatt maradt meg, és mivel feltételezhető, hogy mind a két karban ugyanolyan elem volt behelyezve, ezért a kockák ottléte az eredmény szempontjából lényegtelennek tekinthető.

Végeztem mérést úgy is, hogy mindkét kar üres volt. A mérés célja az üres interferométer maradék diszperziójának meghatározása volt. A sorozat felvétele itt is úgy történt, hogy valamely $-\tau$ értékű késleltetéstől nagyjából $+\tau$ értékig az eltoló egymás utáni azonos mértékű elmozdításával vettem fel interferogramokat.

4.2. Gázok diszperziójának mérése

A spektrális és térben is bontott interferometrián alapuló mérési eredményeket a TeWaTi labor munkatársai készítették a berlini Max-Born intézetben. Ezeket a nemesgázok diszperziójának meghatározását célzó méréseket egy Mach-Zender-féle interferométer segítségével végezték el, mely lehetőséget ad arra, hogy a femtoszekundumos lézerből érkező impulzussorozat egymást követő impulzusai interferáljanak, így elég volt csak a tárgykart megnövelni [12]. Ezen kívül az ilyen interferométernek megvan az az előnye is a Michelson-féle interferométerekkel szemben, hogy be lehet úgy állítani, hogy a szöget bezáró nyalábok térben teljesen fedjék egymást.

A mérési sorozatokat nagyjából állandó csíksűrűség mellett vették fel úgy, hogy különböző nemesgázokkal vagy gázkeverékekkel töltötték fel az először nagy vákuumra leszívott csövet, és különböző nyomásértékeknél rögzítették az interferogramokat. A sorozatokat a nyomás növelésével és csökkentésével is megismételték.

II. Célkitűzések

- Kiértékelő program írása, mely a Fourier-transzformáción alapul, és alkalmas diszperziós együtthatók meghatározására párhuzamos nyalábokkal felvett spektrális interferogramok kiértékelésén keresztül. Az irodalomban bemutatott módszerek ellenőrzése szimulált interferogramokon.
- 2. Kiértékelő program írása, mely a Fourier-transzformáción alapul, és alkalmas diszperziós együtthatók meghatározására egymással szöget bezáró nyalábokkal felvett spektrális interferogramok kiértékelésén keresztül. A program tesztelése szimulált interferogramokon.
- 3. A fent említett két program tesztelése üveg diszperziójának mérésével, illetve a xenon gázra kapott spektrális interferogramok kiértékelése Fourier-transzformációval, és az eredmények összehasonlítása a koszinusz függvény illesztésén alapuló eljárással.

III. Eredmények

Ebben a fejezetben a munkám során elért kiértékelési eredményeket mutatom be.

A programok fejlesztéséhez a Microsoft Visual Studiojának C++ fejlesztő környezetét választottam, de a forráskód - néhány dinamikus helyfoglalástól eltekintve tisztán C szintaxisú. Az eredményeket utólag MathCad programmal dolgoztam fel és ábrázoltam, de a dolgozatban is látható grafikonokat, táblázatokat Excelben készítettem.

1. A kiértékelő programok leírása

Egy adott kiértékelési módszer megvalósítása három fájlból áll. Az egyik egy *futtatható állomány*, amely a teljes adatfeldolgozást végzi. Ehhez szorosan hozzátartozik egy *setup.txt* fájl, melyben a kiértékelési paramétereket kell beállítani még futtatás előtt. Beállítandó paraméterek:

- a feldolgozandó fájl mérete (a használt spektrográftól függően ez lehet az egyetlen mért sor hossza, de CCD chip esetében a vízszintes és függőleges méretet is meg kell adni),

- a kiértékelésben felhasználni kívánt adatterület meghatározása,

- szükség esetén a spektrográf hullámhossz-kalibrációja,

- a kapott fázismenetre illeszteni kívánt polinom fokszáma,

- az időtartományban szűrésre használt gauss-függvény központi helye, illetve félértékszélessége (a központi hely beállítását opcionálisan a program is elvégzi),

- a különböző változatokban további opciók is a rendelkezésre állnak, ezekről alább írok részletesebben.

Futásidőben csak a feldolgozni kívánt fájl nevét kell megadni. A harmadik fájl egy *MathCad dokumentum*, melynek fő szerepe a helyes futtatási paraméterek beállításában van, és a teljes adatfeldolgozást végig lehet kísérni. Futásidőben a program a fontosabb lépéseket követő részeredményeket fájlba írja, és ezt a MathCad munkalapon grafikusan is meg lehet tekinteni. Természetesen már a futtatást megelőzően rendelkezésre kell állnia a feldolgozandó adatfájlnak is.

A programhoz a Denielson és Lánczos elméletei alapján N.M. Brenner által megvalósított gyors Fourier-transzformációs algoritmust választottam [13]. A polinomillesztő eljárást magam írtam, részletesebben a függelék 1. pontjában mutatom be.

2. A párhuzamos nyalábok esetére írt program eredményei

Ebben a pontban az I. fejezet 3.2. pontjában leírtak alapján megvalósított háromféle programmal végzett kiértékelés eredményeit tárgyalom. Először szimulált interferogramokon igazolom a programok helyes működését, rávilágítok a kiértékelés számára fontos tulajdonságokra, végül pedig valós optikai elemek (üveg, Pockels-cella) diszperziójának mérési eredményeit mutatom be.

2.1. Szimulált interferogramok kiértékelése

A programok fejlesztése során első lépésben arra törekedtem, hogy az általam írt verziók időtartományban a Dorrer által [10]-ben leírt tulajdonságokat mutassák, hiszen ebből arra következtethetünk, hogy helyesen működnek, illetve, hogy a korábban dokumentált effektusok valóban kimutathatók. Ezért szimulációkat készítettem 1, 4, illetve 7 ps-os csoportkésleltetéssel, és vizsgáltam a görbék szűrés előtti időtartománybeli alakját. A szimuláció során a másod- és harmadrendű diszperziót nullára állítottam. A korábbiakhoz hasonlóan 800 nm-nek megfelelő központi frekvenciát és 20 fs-os impulzusidőt választottam. A rögzített spektrumot a mérésekhez használt Ocean Optics



3.1. ábra Szimulált interferogramok az első Fourier-transzformáció után

típusú spektrográf hullámhossz-kalibrációjához igazítottam.

Az első, második, illetve harmadik módszerrel kapott eredményeket a 3.1. ábra mutatja. A görbék jól megegyeznek az I.3.2. pontban bemutatott eredményekkel, így

megállapítható, hogy sikerült Dorrer által leírt adatfeldolgozási módszereket reprodukálnom.

	Szimulált értékek	1. Módszer	2. Módszer	3. Módszer	
GD [fs]	4000	4001	4001	4003	
GDD [fs ²]	980	981	977	975	
TOD [fs ³]	700	738	768	709	

Érdemes a számszerű eredményeket is megnézni. Az alábbi táblázat adott diszperziós együtthatókkal szimulált interferogram kiértékelésének eredményeit mutatja.

3.1. Táblázat Diszperziós együtthatók szimulált interferogramokból

Szimulált interferogramok kiértékelésekor nem nyilvánul meg egyértelmű fejlődés az együtthatókra kapott eredményekben a 3. módszert tekintve. Látható, hogy a másodrendű fázisderivált meghatározásakor a 2. és 3. módszer határozottan rosszabbat mutat, mint az 1. módszer. Összességében a 3. módszer létjogosultságát az jelzi, hogy bár a GD és GDD meghatározásánál veszítünk a pontosságból, a TOD mérésének pontosságán jelentősen javítunk a korábbiakhoz képest.

Amennyiben a 3. módszert fogadjuk el a gyakorlatban is a legjobbnak, akkor érdemes megvizsgálni a futásidőt. Becsüljük meg a program futásidejének zömét alkotó gyors Fourier-transzformáció gépigény-növekedését. A spektrográfunk meghatározza a kiindulási adatpontok számát (N = 4096), mely a 3. módszerben használt kiegészítés után 4N = 16384-re emelkedik. A korábbi módszereknél (1.,2.) az FFT O(N·log₂(N) = 49152) futásidejű, míg a kiegészítéses módszernél már $O(4N \cdot \log_2(4N) = 229376)$ időben fut le. Ehhez hozzátartozik még, hogy míg az első esetben kettő darab, addig a kiegészített esetben négy darab Fourier-transzformációra van szükség. Mindezt figyelembe véve azt mondhatjuk, hogy a kiegészítés következtében a futásidő kb. egy nagyságrenddel növekszik. Mivel a mérések során alkalmazott Ocean Optics típusú pektrográffal csak egyetlen adatsort tudunk mérni és így kiértékelni, ezért ez a futásidő-növekedés még a tolerálható határok között maradt. Azonban a korábban használt, a tanszéken épített spektrográf esetében több száz sor feldolgozására volt lehetőség, és ebben az esetben ez a módszer a lassúsága miatt már használhatatlannak bizonyult. Időben először a többsoros házilag épített spektrográfra készültek el a programok, melyek hullámhossz-kalibrációját is helyben végezték. Csak később nyílt lehetőségünk a gyárilag kalibrált, de csak egysoros



3.2. ábra A GDD és TOD hibájának késleltetéstől való függése

adatrögzítést lehetővé tévő Ocean Optics spektrográffal dolgozni, mellyel a fentebb említett méréseket végeztem.

A szimulációk kiértékelését csak a 3. módszerrel végzteem el, és ezen keresztül mutatom be az FTSI módszer néhány tulajdonságát. Szimulációkra kapott eredményeket mutat a 3.2. ábra, melyen a GDD és TOD mérési hibájának (GDD_{kiértékelt} - GDD_{szimulált}) késleltetéstől való függését ábrázoltam. Három szimulációs sorozatot végeztem -15 és 15 ps-os késleltetés között 1 ps-os lépésközzel. A három sorozatban a GDD értékek eltérnek (1000, 2000 és 3000 fs²), a TOD értékek megegyeznek (700 fs³). A másodrendű diszperzió görbéjének menetét tekintve feltűnik, hogy a kapott görbe nem vízszintes, hanem egy nem nulla meredekségű egyenes. Ez a meredekség mindhárom esetben nagyjából $-1.6 fs^2/ps$. Továbbá az is látható, hogy míg a csoportkésleltetés két alacsonyabb értékénél (GDD = 1000, 2000 fs^2) a görbék közel fedik egymást, addig a GDD = 3000 fs^2 -es sorozatban az egyenes egy konstanssal még el is van tolva a helyes középértéktől. Tapasztalataim azt mutatják, hogy ez a hiba a nagyobb GDD értékeknél egyre növekszik. Így gyakorlatilag az anyagi diszperzióra vonatkozó mérési tartomány - tekintettel a másodrendű diszperzióra még szimulációk esetében is felülről korlátos. A 3.2.b. ábrára áttérve az előzőekhez hasonló kb. $4-5 fs^3/ps$ meredekségű lineáris változás tapasztalható. A 3000 fs²-es sorozatnál azonban a hiba drasztikusan megnő, és a kapott görbe jelentősen eltolódik a várt értéktől. Így mivel a nagyobb csoportkésleltetés-diszperzió a harmadrendű diszperzió mérésénél is növekvő hibát okoz, ezen szimulációk alapján azt mondhatjuk, hogy a 2-3000 fs²-nél nagyobb csoportkésleltetés-diszperzió mérése túl nagy hibát eredményezne. Továbbá azt a következtetést is levonhatjuk, hogy adott minta diszperziójának mérésekor a csoportkésleltetés pozitív és negatív tartományában is fel kell venni az interferogramokat, ezután megfelelően kicsire választott GDD érték esetében az eredményeket egyszerűen csak átlagolni kell. Az ennél nagyobb értékekkel rendelkező elem diszperziójának mérése is lehetséges, ha a referencia karba helyezünk egy megfelelően választott ismert fázistolású elemet (például üveghasábot), mellyel a ténylegesen mért diszperzió értéke a kritikus határ alá csökkenthető.

Fontos paraméter lehet a kiértékelés során az időtartománybeli szűrés szélességének a megválasztása. A kivágáshoz használt függvény a következő hatodrendű gauss-függvény:

$$f(t) = e^{-\left(\frac{t-\tau}{\Delta t}\right)^{6}}.$$
(3.1)

A τ -val a maximumhelyet, míg a Δ t-vel a félértékszélességet állíthatjuk be.

Szimuláltam egy interferogramot 5 ps-os csoportkésleltetéssel, illetve GDD = 980 fs^2 és TOD = 700 fs^3 értékekkel. A szűrő függvény félértékszélességét 200 – 8200 fs-os tartományban 100 fs-onként változtattam. A GDD hibára kapott eredményt a 3.3. ábra mutatja. Látható, hogy a közepes szélességek tartományában a hiba jó közelítéssel állandó és kicsi érték. A kis szélességű tartományban tapasztalható hibanövekedés abból ered, hogy a kivágás már nem elég széles ahhoz, hogy az információk kinyeréséhez szükséges teljes részt kiablakoljuk, más szóval kivágunk a t = τ -nál található tagból. A szűrés szélességének növelésekor szintén a hiba növekedését tapasztalhatjuk, hiszen ekkor a t = 0 –nál található részből viszünk tovább számunkra hibát eredményező részt. A hely



3.3. ábra GDD hibája a szűrőszélesség függvényében szimulált interferogram kiértékelésekor

szűkössége miatt a TOD - ra vonatkozó grafikont ide nem illesztettem be, de ott is pontosan ez a hibamenet figyelhető meg. A teszt azt mutatja, hogy a kapott eredmény jó közelítéssel független az alkalmazott szűrőfüggvény szélességétől, abban az esetben, ha nem vágunk bele felesleges, a további feldolgozás szempontjából hibát tartalmazó részekbe. Az pedig, hogy a hiba abszolút értékben vett minimuma nem nulla, az abból ered, hogy az 5000 fs-os késleltetéssel készített interferogramhoz a 3.2.a. ábráról jól leolvasható kb. -6,6 fs² –es hiba tartozik.

Miután szimulált interferogramokon megvizsgáltuk a kiértékelés szempontjából fontos tulajdonságokat, elkezdhetjük a módszer alkalmazását valódi optikai elemek diszperziójának mérésére.

2.2. Mért interferogramok kiértékelése

Itt mutatom be azokat a mérési eredményeket, melyeket az I.4.1. pontban leírtak alapján készített interferogramok kiértékelésekor kaptam. Az átlag- és a szórásértékek táblázatos összefoglalása a függelék 2. pontjában tekinthető meg. Ezeket az eredményeket a közelítőleg 200 db mért interferogramon végzett nagyjából 2000 db kiértékeléssel kaptam meg.

2.2.1. Üres interferométer

Először az üres tárgy- és referenciakarral készített interferogramok kiértékelésével határozzuk meg az interferométer maradék diszperzióját. Erre azért van



3.4. ábra Fázisderiváltak üres interferométerre a késleltetés függvényében [a.),b.) 2. és c.),d.) 3. módszer]

szükség, mert az így kapott diszperziós értékekkel végül korrigálnunk kell az optikai elemekre vonatkozó kiértékelések eredményeit. A mérési sorozatok eredményeit a 3.4. ábra mutatja. Itt is megfigyelhető, hogy az eredmény jó közelítéssel független a szűrő függvény szélességétől. A 2. módszerrel a csoportkésleltetés-diszperzióra - a szűrő függvény szélességétől függetlenül mindig – a $GDD_2 = 7\pm 12$ fs²-es értékek jöttek ki (3.4.a ábra)⁵. Ugyanezeket a sorozatokat a 3. módszerrel kiértékelve a $GDD_3 = 5\pm 14$ fs²-os értéket kaptam (3.4.c ábra).

A harmadrendű fázisderiváltakra a 2. és 3. módszerrel kapott eredmények a (3.4.a és b ábrák) következőképpen alakultak: $TOD_2 = 30\pm 200 \text{ fs}^3$, $TOD_3 = 10\pm 170 \text{ fs}^3$.

Ezek alapján az interferométer maradék diszperziójára $GDD_{\text{üres}} = 5\pm 14 \text{ fs}^2$ -et és $TOD_{\text{üres}} = 10\pm 170 \text{ fs}^3$ -öt kaptunk. (Összes eredmény a függelék 3.1. táblázatában.)

2.2.2. BK7-es üveg

A következőben a BK7-es üvegre kapott eredményeket ismertetem. Azért esett a választás erre az optikai elemre, mert fázisderiváltjainak értékét katalógusokból ismerjük, ezért így ellenőrizhető a kiértékelési módszerek pontossága. A kiértékelést a 2. és 3. módszerrel is elvégeztem, az időtartományban különböző szélességű szűrőfüggvényt használtam. A GDD és TOD értékek késleltetéstől való függését mutatja a 3.5. ábra. Jól látható, hogy a kiértékelési eredmények a szimulációkon végzett kiértékeléshez hasonlóan gyakorlatilag függetlenek az ablakoló függvény szélességétől. A 2. módszerrel kapott



3.5 ábra Mért fázisderiváltak BK7-es üvegre a késleltetés függvényében [a.),b.) 2. és c.),d.) 3. módszer]

⁵ Alsó indexszel a kiértékelési módszer sorszámát jelöltem (pl.: GDD₂ = a 2. módszerrel kapott GDD érték).

átlagértékek a 600, 800, 1000 fs-os szűrésre rendre $GDD_2 = 892$, 894, 894 fs², a szórás értéke mindegyik esetben 14 fs² volt (3.5.a ábra). A 3. módszerrel dolgozva ugyanezek az értékek $GDD_3 = 893$, 893, 893 fs²-nek adódtak az átlag körüli 10 fs²-es szórással (3.5.c ábra). Látható, hogy a két különböző módszerrel kapott átlagértékek ±1 fs² eltéréssel egyformák, azonban az eredmények szórása a 2. módszernél kisebb. Feltételezve, hogy az átlag körül kisebb mértékben szóródó értékek a pontosabbak, a 9,9 mm-es BK7-es üveghasáb másodrendű diszperziójra $GDD_{üveg} = 893 \pm 10$ fs²-et kapjuk.

A harmadrendű diszperziós eredményeknél ismét azt tapasztalhatjuk, hogy a 3. módszerrel történő kiértékeléskor kisebb mértékben szóródnak a mérési eredmények (150 fs³), mint a 2. módszernél (260 fs³). A 2. módszerrel kapott átlagértékek növekvő szélességű szűrés esetén rendre $TOD_2 = 678$, 689, 677 fs³-nek, míg a 3. változattal nyert átlageredmények $TOD_3 = 673$, 657, 654 fs³,-nek adódtak (3.5.a és b ábrák). Ismét a kisebb szórású 3. módszert tekintve hitelesebbnek, a mért üveghasáb harmadrendű diszperziójára a **TOD_{üveg} = 660±150 fs³-**ös értéket kapjuk. (Eredmények a függelék 5.2. táblázatában.)

Az eredményeket most hasonlítsuk össze az irodalmi értékkel. Itt figyelembe kell vennünk, hogy az interferométer mérőkarjába helyezett üveghasábon mindkét irányban keresztül halad a lézerimpulzus, ezért tulajdonképpen 2 x 9,9 = 19,8 mm üveg diszperzióját mértük ki. Az eredményt az alábbi táblázatban foglaltam össze:

\ge	Irodalmi érték	Közvetlenül mért érték	Maradék diszperzióval korrigált érték
GDD [fs ²]	882	893±10	888±10
TOD [fs ³]	641	660±150	650±150

3.2. Táblázat 19,8 mm-es BK7-es üvegre vonatkozó fázisderivált eredmények

A mért értékek jó egyezésben vannak az irodalmi értékkel, mely jelentős eredménynek mondható.

2.2.3. Pockels-cella

A következőkben a Pockels-cellára vonatkozó interferogramok kiértékelésének eredményeit tárgyalom. Felmerült az igény a tanszéken, hogy ezen optikai eszköz diszperzióját meghatározzuk, illetve végezzünk méréseket annak vizsgálata céljából, hogy változnak-e a fázisderivált értékek a cellára kapcsolt feszültség függvényében. Hat sorozat interferogramot vettem fel a cellára kapcsolt 0, 1, 2, 3, 4, 5 kV-os feszültségnek megfelelően. Ezt a hat sorozatot négy különböző szűrő függvény szélességnél és két módszerrel (2., 3.) is kiértékeltem. A korábban tapasztalhatóakhoz hasonlóan a kapott



3.6. ábra Mért fázisderiváltak Pockels-cellára a késleltetés függvényében (2. és 3. módszer)

eredmény független volt a szűrés szélességétől, ezért itt csak az 1000 fs szélességgel kiértékelt sorozatokat mutatom be. Az egyes feszültségértékekre kapott fázisderivált értékeket a 3.6. ábra grafikonjain láthatjuk. Rögtön leolvasható, hogy a cella diszperziója nem függ a rákapcsolt feszültségtől. Pontosabban megfogalmazva az állítást azt mondhatjuk, hogy a diszperzió változása olyan kicsiny, hogy a mérési módszerünk hibahatárán belül van, ezért nem tudjuk kimutatni. Másodszor azt vehetjük észre, hogy jelentősen változnak mind a GDD, mind pedig a TOD értékek a késleltetéstől függően. Ez a függés első közelítésben lineáris, de jobban megnézve a második módszerrel kapott görbék futását, az leginkább egy harmadfokú görbére hasonlít. A szimulált interferogramokon végzett kiértékelések már megmutatták, hogy az eredményként kapott fázisderiváltak lineárisan függnek az alkalmazott késleltetéstől. Ezért az eredmények lineáris korrekciójának mindenképpen van létjogosultsága. Ezek után felmerült, hogy korrigálni lehetne a GDD(GD) és TOD(GD) függvényeket egy harmadfokú polinommal is.

A diszperzió számszerű értékei a függelék táblázatában láthatóak, itt az eredményeket szövegesen foglalom össze. Az egyes mérési sorozatokra kapott átlag- és szórásértékek mindkét módszerrel nagyjából azonosak voltak. A $GDD_2 = 1880 \text{ fs}^2$, a $GDD_3 = 1880 \text{ fs}^2$, adott sorozaton belül nagyjából 80 fs²-es szórással. Az átlagértékek szórása már csak rendre 10 illetve 6 fs²-nek adódott a 2. és 3. módszernek megfelelően. A harmadrendű diszperzióra is egymáshoz közeli átlagértékeket kaptam a két módszer esetében ($TOD_2 = 1980 \text{ fs}^3$, a $TOD_3 = 2008 \text{ fs}^3$), azonban adott sorozaton belül az értékek

mindkét programmal a nagyon magas 1000 fs³ feletti szórást mutattak, míg az átlagértékek szórása már csak 300 és 230 fs³ volt a 2. és 3. módszernek megfelelően.

Ezek után a 3.6. grafikonon látható másod-, és harmadrendű értékeket korrigáltam a rájuk illesztett első- vagy harmadfokú polinommal. A lineáris korrekciót követően az adott sorozatra vonatkozó átlagértékek alig változtak, míg a hozzájuk tartozó szórás kevesebb, mint felére csökkent. A harmadfokú korrekciót követően az átlagértékek még mindig nagyjából változatlanok maradtak, azonban a szórás tovább csökkent (ismét kb. a felére). Összességében tehát elmondható, hogy a korrekciók az átlagértékeket csak kevéssé változtatják, azonban a szórást jelentősen csökkentik.

A függelék 5.3. táblázatába foglalt adatokat felhasználva, figyelembe véve az eredetileg nagy szórásértékeket, a Pockels-cella diszperziós együtthatóra a következőket mondhatjuk:

 $GDD_{Pockels} = 1880 \pm 30 \text{ fs}^2$, $TOD_{Pockels} = 1950 \pm 300 \text{ fs}^3$.

A maradék diszperzióval korrigálva:

 $GDD_{Pockels} = 1874 \pm 30 \text{ fs}^2$, $TOD_{Pockels} = 1930 \pm 300 \text{ fs}^3$

A számszerű eredményeket vizsgálva nem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy az üvegre vonatkozó méréshez hasonlóan az interferométer mérőkarjába helyezett Pockelscellán a lézerimpulzus kétszer is áthaladt. Az egyszeri áthaladáshoz tartozó fázisderiváltak az általam mért értékek fele.

Amint azt a kísérleti eredményeknél leírtam, rendelkezésre álltak olyan mérési sorozatok is, melynél a cella mellett mind a tárgy-, mind pedig a referenciakarban volt egyegy nyalábosztó kocka. Ezeket a sorozatokat az előzőekhez teljesen hasonlóan kiértékelve gyakorlatilag pontosan a leírt eredményeket kaptam.

3. A szöget bezáró nyalábok esetére írt program eredményei

Ebben a pontban az egymással szöget bezáró nyalábokkal készített interferogramok feldolgozásáról lesz szó. Először szimulációk kiértékelésével mutatom be a módszer néhány tulajdonságát, utána térek át a berlini Max-Born intézetben készített interferogramok kiértékelésére.

Amint azt a tudományos előzményekben leírtam, a kiértékelés itt nem egyetlen hullámhossz-tengely menti (vízszintes) sor feldolgozásával történik, hanem az interferogram térbeli (függőleges) kiterjedését kihasználva a korábban megismert Fouriertranszformációs módszerrel feldolgozzuk az összes lehetséges oszlopot, majd az így kinyert fázisfelület minden lehetséges sorára polinomot illesztünk. A programhoz kapcsolódó *setup.txt* fájlban a szokásos paraméterek beállításán kívül más funkciókat is lehet vezérelni. Az eddigiekhez hasonlóan meg kell adnunk az interferogram méretét (nxm) és hullámhossz-kalibrációját, ki kell választani a feldolgozni kívánt adatterületet, és a program végén a hullámhossztengelyre illesztendő polinom fokszámát. Továbbá itt is meg kell adni a szűrőfüggvény szélességét, illetve a helyét is, azonban a kiszűrni kívánt tartomány helyét a programmal is meghatároztathatjuk. Ezen kívül lehetőségünk van a feldolgozáskor a vízszintes polinomillesztés előtt függőleges tengely mentén kapott fázisértékekre egy maximum harmadfokú polinomot illeszteni. Ezzel a fázisértékek tértengely menti zaját simíthatjuk ki. Továbbá lehetőségünk van a függőleges tengely menti adatokat még a beolvasáskor egy gauss-függvénnyel beszorozni. Erre azért lehet szükség, mert az interferáló gaussnyalábok nem férnek rá teljes függőleges méretükben a CCD chipre, ezért a chip négyszögablakként működve vágja ki a ráeső részt. Azonban ha ezt az adatsort beszorozzuk egy olyan gauss-függvénnyel, ami az adatsor két szélét nullához simítja, akkor a négyszögablakolásból származó Fourier-transzformációs hibát lecsökkenthetjük.

3.1. Szimulált interferogramok kiértékelése

A 2.1. pontban leírtakhoz hasonlóan vizsgáljuk meg először azt, hogy milyen hatással van a program által számolt fázisderiváltakra a szűrő-függvény szélessége. Ehhez először szimuláltam egy interferogramot a Berlinben használt spektrográf Prosolica típusú chipjé 1280x1024-es méretéhez és spektrális kalibrációjához beállítva, melyhez ismét a 800 nm-nek megfelelő központi frekvenciát és 10 fs-os impulzusidőt választottam. A



3.7. ábra GDD y-tengely menti eloszlása különböző szűrőfüggvények esetében (GDD_{szimuláli}: 500 fs²)





szimulált diszperzió értékek: $GDD = 500 \text{ fs}^2$, $TOD = 500 \text{ fs}^3$. Az interferáló nyalábok dőlésszögét úgy választottam meg, hogy az interferogramra kb. 40 db vízszintes csík essék, mely nagyjából ±50 fs-os késleltetés-tartományt jelent az interferogram alsó és felső széle között. Ezt a szimulált mérési eredményt különböző szélességű (5, 10, ..., 130, 135 adatpont) szűrő-függvénnyel értékeltem ki. A 3.7. ábra a másodrendű fázisderivált térkoordináta szerinti eloszlását mutatja néhány szűrőfüggvénynél. A túl kicsire választott ablak esetén (ábrán 10, 30 adatpont) a térkoordináták minimumának és maximumának közelében az értékek nagyon eltávolodnak a szimulált értéktől. A szűrés szélességét tovább növelve (100 adatpont) elérhető, hogy a GDD(y) függvény a szélső tartományokban is csak minimálisan térjen el a szimulált értéktől. A szélességet még nagyobbra választva (120 adatpont) elérhetünk egy olyan határt, amikor már belevágunk számunkra nem fontos részekbe, ekkor az y tengely teljes szélességében a GDD oszcillációja figyelhető meg. Jobban érthető a szűrés szélességének hatása, ha a GDD értékek adott interferogramon belüli szórását ábrázoljuk a ablakszélesség függvényében. A 3.8. ábráról az olvasható le, hogy sem a túl nagy, sem a túl kicsi szélesség nem megfelelő. Az optimális érték valahol a szórás minimumértékénél található. Ezt a minimumot célszerű lenne minden egyes kiértékelni kívánt interferogram esetében meghatározni, de mivel a méréskor nagyjából egyforma csíksűrűségű interferogramokat vettek fel, ezért egy méréssorozat esetében elég egyszer meghatározni ezt a minimumot.

A TOD értékek y koordináta szerinti változása pontosan a GDD görbékhez hasonlóan alakul, csak a szórás- és hibaértékek nagyjából egy nagyságrenddel nagyobbak.

A következő, amit megvizsgálok, hogy milyen hatással van az eredményekre, ha az adatok beolvasásakor az oszlopokat beszorozzuk a korábban említett gaussfüggvénnyel, mely így az interferogram alját és tetejét nullához simítja. A korábbi



3.9. ábra Az interferogramm egy oszlopa a.), az oszlop lesimítás után b.), az így kapott GDD értékek c.).

kiértékelő programok esetében erre azért nem volt szükség, mert a használt spektrográf chipje nagyobb volt, mint a Ti:S lézernyaláb mérete. A jelenleg tárgyalt esetekben mostani esetekben azonban a függőleges nyalábszélesség már nem fér rá teljes egészében az interferogramra. A 3.9.a és b ábra a szimuláció egy oszlopán mutatja be, hogyan változik meg az intenzitás menete a beszorzást követően. A két kiértékelés GDD-re kapott eredménye közötti különbséget jól meg lehet figyelni a 3.9.c ábrán. Elmondhatjuk, hogy az adatok ilyen módon történő feldolgozása jelentősen javít az eredmények pontosságán, hiszen a grafikon jobb és bal oldalán látható szimulált értéktől való eltérés a beszorzás alkalmazásával jelentősen lecsökken.

A szimulációkon végzett kiértékeléseknek köszönhetően fontos információkat nyertünk, mind az első Fourier transzformáció után alkalmazandó szűrőfüggvény szélességével, mind pedig a kezdeti adatsor beolvasásakor alkalmazott korrekcióval kapcsolatban.

3.2. Mért interferogramok kiértékelése

Ebben a fejezetben először a kiértékelő program még egy funkcióját szeretném bemutatni, utána pedig a xenon gáz diszperziójának meghatározását célzó kiértékeléseim eredményeit mutatom be a tanszéken rendelkezésre álló másik kiértékelő program eredményeivel összehasonlítva.

Ötletként felmerült, hogy esetleg nem javítana-e a kiértékelés pontosságán, ha az oszlopok feldolgozása után nyert fázisfelület minden lehetséges oszlopára illesztenénk egy egyenest, és ezek után ezen illesztett egyenesből számolt fázisértékekkel dolgozzunk tovább. Ezzel ugyanis a fázismenet kisebb zajait, hibáit ki lehetne simítani. Elméletileg a függőleges tengely menti fázisfüggvény a CCD chipjének pixeleivel lineárisan változik. Ez



3.10. ábra A GDD szórása a szűrőszélesség függvényében

akkor igaz, ha a rendszerbe beépített tükröket tökéletesen síknak tételezzük fel, így ugyanis az egyik tükör megdöntéséből származó fázisváltozás függőleges tengely mentén lineáris ((1.9) egyenlet). Ezek után felmerült, hogy másodfokú

polinomot illesszünk a fázisra, ezzel a tükrök tökéletes síktól való eltérését tudjuk kis mértékben figyelembe venni. Ezt a funkciót valódi interferogramokon teszteltem, mert már a mérésre jellemző zajon, és hibákon kívántam a hatását vizsgálni. A tesztek azt mutatták, hogy valóban javít az eredményeken, ha másod fokú polinomot illesztünk a fázisra és utána ezzel helyettesítjük azt.

Ezek után következhet a xenon gázra vonatkozó mérési sorozat kiértékelése. A szimulációkon és valódi interferogramokon végzett tesztek értelmében a kiértékelést úgy végeztem el, hogy először egy adott interferogramon megkerestem, milyen szűrőszélességnél mutat a GDD y térkoordináta menti értékeinél számolt szórás minimumot, majd ezzel a szélességgel értékeltem ki az összes interferogramot. Ezenkívül a 3.9. ábrán bemutatott korrekciót is alkalmaztam, továbbá a fázisfelületre az y-tengely mentén másodfokú polinomokat illesztettem.

Amint az a 3.10. ábrán is látható, a GDD-re vonatkozó szórás értéke a 15 adatpont szélességű szűrésre határozott minimumot mutat. Ennek megfelelően az egész sorozatot ezzel a szélességgel értékeltem ki. A mérési sorozat felvételekor a nemesgázt tartalmazó cső nyomását fokozatosan csökkentették 997 mbar-ról 0.042 mbar-ra. Az összes nyomásértéknél hat db interferogramot rögzítettek.

Az adott nyomásnál kapott GDD és TOD értékeket átlagoltam, és az eredményeket a 3.11. ábra grafikonjain foglaltam össze. Az ábrán a Börzsönyi Ádám által írt, és az általam már korábban is említett szinusz-illesztéssel dolgozó program eredményeit is feltüntettem.

A mérést oly módon kell értelmezni, hogy a legkisebb (≈ 0 mbar) és a legnagyobb (≈ 1000 mbar) nyomásértékeknél mért diszperzió értékek között annyi a különbség, hogy míg korábban üres volt a cső, a későbbi méréskor már atmoszférikus nyomású xenon gáz töltötte ki a csövet. Tehát a csőben lévő gáz diszperziója egyenlő lesz a legkisebb és a legnagyobb nyomásértéken mért együtthatók közötti különbséggel.

38



3.11. ábra Xenon gáz mért GDD és TOD értékeinek nyomásfüggése

A nullához közeli érték becslését megnehezíti, hogy nagyon kis nyomásnál jelentősen ingadozó értékeket kapunk. Ezt úgy küszöböltem ki, hogy az átlagokra lineáris trendvonalat illesztettem, és megnéztem ennek az egyenesnek a nullánál vett metszéspontját, és ezt tekintettem a nulla nyomáshoz tartozó GDD és TOD értéknek. Ezzel a módszerrel a 9,11 m hosszú csőben lévő xenon gáz diszperziójára vonatkozóan a következő eredményeket kaptam: $GDD_{Xe} = 792\pm4 \text{ fs}^2$, $TOD_{Xe} = 345\pm50 \text{ fs}^3$. Látszik, hogy lényegében koszinusz-illesztéses módszer eredményeivel megegyező értékeket kaptam. Ebben az esetben a Fourier-transzformáció alkalmazásával nem sikerült a pontosságot jelentősebben megnövelni.

IV. Összefoglalás

A lineáris impulzusterjedés bemutatásával rávilágítottam arra, hogy femtoszekundomos impulzusok esetében nagyon fontos szerepet játszik azon közegek diszperziójának ismerete, melyeken az impulzus terjedése során keresztülhalad.

Az anyagi diszperzió mérésére a spektrális interferometria mérési módszerét választottam. Ezzel a módszerrel kapcsolatban két kísérleti és kiértékelési lehetőséget vizsgáltam. A tanszéken használt eddigi módszerektől eltérően a kiértékelési eljárások alapját a fentiekben bemutatott Fourier-transzformációs feldolgozás adta. Az új módszer megvalósítását az motiválta, hogy az irodalomban az eddigieknél nagyobb pontosságú diszperzió-mérést lehetővé tevő eljárásként mutatták be.

Az első esetben egymással párhuzamosan terjedő nyalábok interferenciaképének spektrumát rögzítjük. Ehhez a módszerhez kapcsolódóan három különböző Fouriertranszformációs kiértékelési eljárást valósítottam meg, és szimulált méréseken igazoltam ezen programok irodalomban leírt tulajdonságait. Miután meggyőződtem a programok helyes működéséről, saját méréseket végeztem üveg diszperziójának meghatározása céljából, mely méréseket az általam megvalósított programokkal kiértékeltem. A szimulációk kiértékelési eredményei valóban nagyon pontosnak adódtak, azonban a mért interferogramok kiértékelésekor az eredmények elmaradtak ettől a pontosságtól.

A második esetben egymással szöget bezáró nyalábokkal készített interferogramokat használtam a kiértékeléshez. Első lépésként itt is szimulációkat végeztem, melyek kiértékelésekor ismét nagy pontossággal visszakaptuk a szimulált diszperziós értékeket. Ezek után a programot a tanszék munkatársai által Berlinben készített xenon gáz diszperziós méréseire vonatkozó spektrális interferogramok ellenőrző kiértékelésére használtam fel. A pontosság itt is romlott a szimulációkhoz képest, de gyakorlatilag teljesen megegyező eredményeket kaptam a tanszéken használt másik, koszinusz függvény illesztésen alapuló kiértékelési eljárással.

Az új, Fourier-transzformációs módszerrel és az új spektrográffal nagy pontossággal meg tudtam határozni a BK7-es üveg diszperzióját, azonban a tanszéken épített spektrográffal felvett interferogramok kiértékelése elmaradt ettől a pontosságtól. Ebben az esetben a kiértékelési módszerek további javítása válik szükségessé.

40

V. Mellékletek

1. Polinom illesztés megvalósítása gradiens-módszerrel

Adottak a $y_1, y_2, ..., y_n$ mérési eredmények az $x_1, x_2, ..., x_n$ értékeknél. Feladatunk, hogy ezen pontokra polinomot illesszünk. Tekintsünk egy k-ad fokú polinomot:

$$y = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + \dots + a_k \cdot x^k.$$
 (5.1)

A mért és az illesztett függvény eltérését a különbségek négyzetösszegével jellemezhetjük.

$$R^{2} = \sum_{i=1}^{n} \left[y_{i} - (a_{0} + a_{1} \cdot x_{i} + a_{2} \cdot x_{i}^{2} + \dots + a_{k} \cdot x_{i}^{k}) \right]^{2}$$
(5.2)

Legyen az illesztés hibafüggvénye ez az R² nem negatív függvény. Ha az együtthatókból álló sort egy $\overline{a} = [a_0, a_1, ..., a_k]^T$ alakú k+1 dimenziós vektornak tekintjük, akkor az R²(\overline{a}) hibafüggvényt egy k+2 dimenziós térbeli felületnek foghatjuk fel. Az illesztési feladat ekkor ezen felület abszolút minimumhelyének meghatározásával ekvivalens.

A minimum megkereséséhez megfelelő választás lehet a gradiens eljárás. A módszer lényege, hogy kiindulásként veszünk egy k+1 dimenziós kezdővektort ($\overline{a_0}$). Ebben a pontban vegyük az R²($\overline{a_0}$) függvény gradiensét, majd a gradienssel ellentétes irányba - a minimum felé - lépünk egyet a k+2 dimenziós térben. Ezt formálisan a következő egyenlet fejezi ki:

$$\overline{a_{i+1}} = \overline{a_i} - \eta_i \cdot \nabla R^2 \left(\overline{a_i}\right), \tag{5.3}$$

ahol η_i általunk szabadon megválasztható skálázó konstans azt rögzíti, hogy az i-edik lépésben mekkorát lépjünk a minimum irányba. Az (5.3) egyenletben a gradiens parciális deriváltjait koordinátákra kifejtve a

$$\begin{bmatrix} a_{i+1}^{0} \\ a_{i+1}^{1} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{i+1}^{k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{i}^{0} - \eta_{i} \cdot \frac{\partial R^{2}(\overline{a_{i}})}{\partial a_{0}} \\ a_{i}^{1} - \eta_{i} \cdot \frac{\partial R^{2}(\overline{a_{i}})}{\partial a_{1}} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{i}^{k} - \eta_{i} \cdot \frac{\partial R^{2}(\overline{a_{i}})}{a_{k}} \end{bmatrix}$$
(5.4)

egyenletet kapjuk. Tehát egy iterációs lépés során ki kell számolnunk a hibafüggvény adott koordináta szerinti parciális deriváltját, majd ezt a skálázóval beszorozva ki kell vonnunk az eredeti koordinátából. Ezt az iterációt addig folytatjuk, amíg a hibafüggvény minimumához nem érünk.

Annyiban módosítottam az algoritmust, hogy amikor kiszámítottam a vektor i+1edik közelítését (\overline{a}_{i+1}), akkor a k+1-edik koordináta parciális derivált értékének számolásánál az $\overline{a_i}$ vektor a_j^k (j ≤ i) értéke helyett az újabb közelítésből származó a_{j+1}^k -t (j ≤ i) értékeket veszem figyelembe. Ezzel a megoldással gyorsabban közelítjük a minimumot.

Az illesztés során a program a skálázó konstanst önmaga állítja be oly módon, hogy az illesztés az iterációs lépésszám egy előre rögzített felső korlátján belül lefusson. Ennek akkor van jelentősége, ha több száz sorra kell polinomot illeszteni, mert így az első (hosszabb idejű) illesztés alkalmával a program megtalálja a futásidőkorlátnak megfelelő skálázó konstans, és a fennmaradó több száz illesztést már ennek megfelelően sokkal gyorsabban elvégzi. Ezzel az iterációs közelítésből származó futásidő-bizonytalanságot próbáltam minimalizálni.

Többször tapasztalható volt (többnyire szimulált interferogramok kiértékelésekor), hogy ugyanazon adatsorra való illesztés során ez a módszer sokkal jobb eredményt adott, mint a MathCad beépített polinomillesztő (regress) eljárása.

Módszer	Elem	Ablakfüggvény szélessége [fs]	GDD átlag [fs2]	GDD szórás	TOD átlag [fs3]	TOD szórás
		200	8	13	50	218
		400	7	11	32	198
2	Üres interferométer	600	6	12	23	203
2		800	7	12	28	209
		1000	7	13	32	215
		2000	7	13	29	215
3		200	5	15	6	160
	Üres interferométer	400	5	16	17	168
		600	5	14	12	169
		800	5	15	7	173
		1000	5	15	7	172
		2000	5	14	7	172

2. A mérési eredmények táblázatos összefoglalása

5.1. Táblázat Mért fázisderiváltak (üres interferométer)

Módszer	Elem	Ablakfüggvény szélessége [fs]	GDD átlag [fs2]	GDD szórás	TOD átlag [fs3]	TOD szórás
2		400	901	15	993	313
	Üveg	600	892	14	678	257
		800	894 14		684	252
		1000	894	14	677	251
		2000	909	16	1279	379
3		400	902	10	973.8	227
	Üveg	600	893	11	672.8	140
		800	893	10	656.5	137
		1000	893	10	654.3	135
		2000	892	11	639.9	112

5.2. Táblázat Mért fázisderiváltak (BK7-es üveg)

			Korrekció nélküli eredmények			Lineárisan korrigált eredmények				Harmadfokkal korrigált eredmények				
Módszer	Elem	Fesz.	GDD átlag [fs2]	GDD szórás [fs2]	TOD átlag [fs3]	TOD szórás [fs3]	GDD átlag [fs2]	GDD szórás [fs2]	TOD átlag [fs3]	TOD szórás [fs3]	GDD átlag [fs]	GDD szórás [fs]	TOD átlag [fs]	TOD szórás [fs]
		0 kV	1880	81	1900	1100	1876	40	1880	460	1860	15	1680	150
	lla	1 kV	1890	75	2200	1100	1887	38	2100	460	1905	16	2560	360
2	s-ce	2 kV	1898	74	2600	1100	1895	38	2490	540	1887	17	2070	210
Pockel	ckel	3 kV	1878	71	1600	1000	1875	33	1600	390	1883	13	1710	230
	Ро	4 kV	1873	71	1800	1000	1869	35	1700	430	1857	12	1540	190
		5 kV	1874	68	1800	1000	1871	30	1790	360	1869	12	1770	140
		0 kV	1880	86	1900	1200	1875	25	1880	260	1863	18	1740	160
	ella	1 kV	1886	88	2100	1200	1882	33	2060	370	1897	22	2210	25
د Pockels-ce	s-ce	2 kV	1882	97	2400	1400	1877	34	2360	460	1884	26	2390	400
	ckel	3 kV	1891	82	1800	1200	1888	34	1790	450	1913	21	2120	330
	Ро	4 kV	1881	88	1900	1200	1876	20	1790	220	1876	14	1780	160
		5 kV	1874	85	1900	1200	1869	18	1800	190	1871	15	1880	130

5.3. Táblázat Mért fázisderiváltak (Pockels-cella)

Irodalomjegyzék

- [1] Kovács A.P.: "Optikai elemek fázistulajdonságainak interferometrikus vizsgálata" PhD értekezés (2000)
- [2] Heiner Zs.: "Lineáris impulzusterjedés vizsgálata" Diplomamunka (2004)
- [3] Börzsönyi Ádám: "Spektrálisan bontott interferencián alapuló eljárás kidolgozása extrém kicsiny diszperzió mérésére" Diplomamunka (2006)
- [4] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirlimann, "Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components", Opt. Lett. 13, 574 (1988)
- [5] M. Beck and I. A. Walmsley, "Measurment of group delay with high temporal and spectral resolution", Opt. Lett. 15, 492 (1990)
- [6] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, "Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light", Opt. Lett. 15, 393 (1990)
- [7] Budó A.-Mátrai T.: Kísérleti fizika III. Tankönykiadó, Budapest, (1985)
- [8] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre, "Linear Techniques of Phase Measurement by Femtosecund Spektral Interferometry for for Applications in Spectroskopy", J. Opt. Soc. Am. B 12, 2467 (1995)
- [9] C. Dorrer, "Influence of the Calibration of the Detector on Spectral Interferometri" J. Opt. Soc. Am. B 16, 1160 (1999)
- [10] C. Dorrer, N. Belabas, J-P. Likforman, and M. Joffre, "Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry", J. Opt. Soc. Am. B 17, 1795 (2000)
- [11] P. Bowlan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, and R. Trebino, "Crossed-beam spectral interferometry: a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time", Opt. Exp. 24, 11892 (2006)
- [12] A. Börzsönyi, K. Osvay, A. P. Kovács, Zs. Heiner, M.P. Kalashnikov, "Measurment of pressure dependent dispersion of inert gases", ECAMP IX. Hersonissos, Görögország (2007) Th2-27
- [13] Numerical Recipes in C: The art of Scientific computing (ISBN 0-521-43108-5)

Köszönetnyilvánítás

Ezúton fejezem ki köszönetemet Dr. Kovács Attilának, aki munkámat a kezdetektől nagy odafigyeléssel irányította, segített a téma minél pontosabb megértésében, és akihez minden problémámmal bizalommal fordulhattam.

Köszönet illeti a TeWaTi labor minden munkatársát, különösképp Dr. Kurdi Gábort és Görbe Mihályt, akik a laboratóriumi mérésekkor voltak segítségemre.

Köszönetet mondok Börzsönyi Ádámnak, aki a mérésben és kiértékelésben szerzett tapasztalatait osztotta meg velem, illetve bármilyen kérdésben szívesen volt segítségemre.

Köszönet a tanár úrral egy irodában dolgozóknak, akik sokszor érdemben segítették a konzultációk során felvetődő problémák megoldását.

Nyilatkozat

Alulírott *Borzák Ferenc István, informatikus fizika* szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

Szeged, 2007. május 16.

.....