

DIPLOMAMUNKA

Szemes Dorottya

Új technikák alkalmazása a fluoreszcens lézermikroszkópiában

Témavezető: Maák Pál Andor
Atomfizika Tanszék
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2012

Tartalomjegyzék

1. Elméleti áttekintés	3
1.1. Ultrarövid impulzusok	3
1.1.1. Sávszélesség	3
1.1.2. Spektrális fáziseloszlás	4
1.1.3. Impulzus burkolójának időbeli lefutása	5
1.1.4. Interferometrikus autokorrelátor	6
1.1.5. Kompresszor	7
1.2. Femtoszekundumos impulzusok alkalmazásai	7
1.3. A két-fotonos fluoreszcens mikroszkóp leírása	9
1.4. Kompresszorok fajtái	12
1.5. Prizmás kompresszor - Ideális prizma elrendezés	13
2. Prizmás kompresszor Matlab programban történő szimulálása	14
2.1. Prizmás kompresszor Matlabbal történő szimulációjának alapjai	14
2.2. Prizmák szögeinek mérése és bemenő paraméterek meghatározása	16
2.3. GDD meghatározása	17
2.4. A Matlab modell alkalmazási lehetőségei	18
2.5. A Matlab modellel végzett számítások	18
3. Prizmás kompresszor ZEMAX programban történő szimulálása	21
3.1. A prizmás kompresszor ZEMAX programmal történő szimulációjának alapjai és a bemeneti paraméterek megadása	21
3.2. ZEMAX-ban és Matlab-ban írt szimulációk eredményeinek összehasonlítása - ΔOPD kiszámítása	22
3.3. A ZEMAX modell előnyei	23
3.4. A ZEMAX modellel végzett számítások	23
4. Prizmás kompresszor és a teljes optikai rendszer összeillesztése	26
4.1. A teljes optikai rendszer leírása	26
4.2. A prizmák csúcshögeinek változtatásával a nyalábátmérő változása	26
4.3. Adott csúcshögeű prizmánál az optikai hibák vizsgálata	28
5. Laboratóriumi mérések eredményei	35
5.1. Méréshez szükséges eszközök	35
5.2. Mérés	35
5.3. Impulzus időbeli hossz linearitása a GDD-vel	39
5.4. Összevetések	40
5.5. SF6 üvegből készülő új prizmás kompresszor tervezése	40

Bevezetés

Diplomamunkám során un. prizmás kompresszorok tervezését, elméleti és gyakorlati tesztelését végeztem, amelyeket elsősorban kétfotonos lézermikroszkópokban kívánunk alkalmazni, a femtoszekundumos (ultrarövid) impulzusok által elszenvedett anyagi diszperzió impulzusmegnyújtó hatásának kiküszöbölésére.

Az ultrarövid impulzusokkal végzett kutatások legfőbb jelentősége abban rejlik, hogy az impulzusok időbeli hossza rövidebb lehet, mint a természetes folyamatok időskálája, így a térbeli jel-eloszlás meghatározhatóságán kívül, a folyamatok dinamikájának mérése, illetve időbeli nyomonkövetése is lehetővé válik. A kétfoton mikroszkóp nagy térbeli és egyedülálló időbeli felbontással képes idegsejtek és sejtrészletek aktivitását, azaz pl. ingerületek keletkezését és terjedését vizsgálni.

A berendezés alapjául szolgáló folyamathoz, a kétfoton-gerjesztéshez nagy intenzitás-sűrűsége van szükség, ezért következik be csak a fókuszpontban, ráadásul a küszöb eléréséhez az energiát időben is sűríteni kell, ezért ultrarövid impulzusokat előállító lézerre van szükség. Mivel az impulzus csúcshintétele az impulzushosszal fordítottan arányos, a rövidebb impulzus nagyobb gerjesztési hatásfokot jelent, amely kisebb lézer-energia szükséglethez és nagyobb kontraszthoz vezet. Mindenképpen törekedni kell a rendelkezésre álló lézer-spektrumból a lehető legrövidebb impulzus (transzform-limitált) előállítására a vizsgált minta belsejében.

Ugyanakkor az impulzusban lévő eltérő frekvenciájú komponensek terjedési sebessége az anyagi diszperzió miatt a lézer és a vizsgált minta közötti optikai rendszeren való áthaladás során eltérő, az egyes komponensek között a terjedés során fáziskülönbség alakul ki. Így az anyagon való áthaladás következtében az impulzus időben megnyúlik. Szerencsére ezt a fajta diszperziót képesek vagyunk csökkenteni úgy, hogyha az impulzust ellentétesen változó frekvenciafüggő fáziseloszlással látjuk el. Ezt valósítja meg az úgynevezett kompresszor, mely az anyagi diszperzió által okozott impulzusmegnyúlás kiküszöbölésére szolgál.

Mivel a prizmás kompresszorok közepes diszperzió és hosszabb impulzusok (≈ 50 fs) kompenzálására a rácisosoknál kisebb veszteséggel alkalmasak, így a kétfotonos fluoreszcens mikroszkópokhoz ezeket szokás alkalmazni. Ennél az alkalmazásnál fontos az impulzus intenzitása, ezért nem elhanyagolható szempont a passzív veszteségek minimalizálása. Diplomamunkám során feladatomból volt a prizmás kompresszorok modellezése, optimalizálása, majd a modell segítségével tervezése és gyakorlati tesztelése.

Első lépésben elkészítettem Matlab programban egy ideális elrendezésű két prizmás kompresszor modelljét. Az ideális elrendezésben a prizmára beeső és az abból kilépő nyaláb a prizma lapjaival Brewster-szöveget zár be, mellynél minimális lesz a reflexió, megfelelő polarizáció választása esetén. Ezt a modellt kiegészítettem a valós körülmények között jelentkező megmunkálási és beállítási eredetű méretbeli és szögeltolódási hatások figyelembevételével.

Második lépésben megterveztem a prizmás kompresszort a ZEMAX programban, amellyel sokkal szélesebb sugár és frekvencia-eloszlással lehetett a kompresszor működését és optikai hibáit tesztelni. A kompresszor modelljét beillesztettem a teljes mikroszkóp modelljébe, így lehetőségem volt a teljes rendszer működését szimulálni, és optimalizáció útján az optikai hibákat minimalizálni. A ZEMAX működésének alapja tetszőleges hullámhosszon a sugár-úthosszkülönbségen alapuló optikai fázis számolása, amellyel bonyolult optikai rendszerekre is lehetséges a kompresszor pontos tervezése és optimalizálása. Leellenőriztem korábbi modellem eredményeit, és

számos prizma-paraméter hatását vizsgáltam meg a nyalábok terjedésére és a mikroszkóp kimenetén a fókuszolt-eloszlás alakulására.

Modellezési eredményeim alapján megterveztem egy SF6 üvegből készülő új prizmás kompresszort (új prizmákat terveztem), valamint a gyakorlatban optimalizáltam egy meglévő prizmákon alapuló kompresszort amellyel különböző hosszúságú akusztóoptikai cellák diszperzióját kompenzáltam ki (a mikroszkóp akusztóoptikai pásztázójához illeszkedve). A kompresszort hangolhatóvá és könnyen beállíthatóvá építettem át, hogy könnyű legyen az áttérés a különböző hosszúságú akusztóoptikai eszközök között (változtatható diszperziójú kompresszor), valamint optimalizáltam a prizmák helyzetét és szögének beállíthatóságát. A mérési és elméleti adatokat összevetve jó egyezést találtam, ezzel számolásaim helyességét kísérletileg is igazoltam.

1. Elméleti áttekintés

1.1. Ultrarövid impulzusok

A két-fotonos fluoreszcens mikroszkóphoz femtoszekundumos impulzusok kellenek. Ezeknek az ultrarövid impulzusoknak az előállítása móduscsatolással történik. Ehhez arra van szükség, hogy a lézer vagy az erősítőközeg sok longitudinális módust állítson elő. Az impulzus létrehozásához rögzített fázisú hullámok szuperpozíciójára van szükség. Így az erősítőközeg által előállított longitudinális módusokból impulzust lehet előállítani, amennyiben ezeket a módusok egymáshoz képest szinkronizáljuk (fázisukat csatoljuk), úgynevezett móduscsatolást hajtunk végre. A folytonos üzemi lézerek esetében a különböző frekvencia komponensű hullámok kibocsátása kvázi-véletlenszerűen történik. A longitudinális módusok fázisának rögzítését aktív illetve passzív módszerekkel lehet megvalósítani.

Aktív móduscsatolást úgy érhetünk el, hogy a rezonátorba építünk egy kapcsolót, mellyel a módusokat lehetőségünk van "egyszerre indítani". Itt gyakorlatilag az történik a rezonátorban körbejáró impulzus esetében, hogy a kapcsolót akkor nyitjuk ki, amikor az impulzus odaér a kapcsolóhoz, impulzushossznyi ideig nyitva tartjuk, majd becsukjuk. Ezt minden körbejárás során megismételjük. Ezzel minden, az impulzuson kívül létrejövő elektromágneses tér elhal a zárt kapcsoló nagy abszorpciója miatt (zárt állapotban az erősítő közeg erősítésének kisebbnek kell lennie, mint a kapcsoló abszorpciójának). Ezt a kapcsolót külső vezérlőjellel irányítjuk. Ez általában vagy elektrooptikai vagy akusztóoptikai eszközzel valósítható meg.

Passzív móduscsatolás esetében nincs szükség külső vezérlésre, mivel a módusok fázisai automatikusan rendeződnek. Ilyen eszköz például a telítődő abszorbens vagy a Kerr-effektus. A Kerr-effektus egy nemlineáris tulajdonságon alapul, melyben a közeg az intenzitás nagyságának növelésével egyre nagyobb törésmutatójává válik. A módusok transzverzális intenzitás-eloszlása miatt egy törésmutató eloszlás, úgynevezett Kerr-lencse alakul ki, amelyik az impulzusok esetében sokkal jobban fókuszál a nagyobb intenzitás miatt. Megfelelő apertúrával a lézert stabil impulzusüzembe állíthatjuk, hiszen azon a fényimpulzus hatékonyabban halad át. Ez az effektus idézi elő az impulzusok kialakulását.

Passzív móduscsatolással rövidebb impulzusokat lehet előállítani, így $10ps$ alatti impulzus időbeli hossz előállítása csak ezzel lehetséges. Például a Ti:zafir erősítőben is passzív móduscsatolást használnak az ultrarövid impulzusok előállítására, mely a rezonátorban szolitonként oszcillál. ??

1.1.1. Sávszélesség

A lézer egyik legfontosabb tulajdonsága a móduscsatolás esetében a sávszélessége ($\Delta\nu$), melyet a rezonátor hossza (L) határoz meg. Az impulzusok közötti τ távolság fordítottan arányos a módusok közötti frekvenciakülönbséggel:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2 \cdot L}{c}$$

Az 1.1.1. képletben szereplő c a fénysebességet jelöli. Az impulzus hosszúsága $\Delta\tau$ pedig fordítottan arányos a módusok számával N :

$$\Delta\tau = \frac{1}{N \cdot \Delta\nu} = \frac{2 \cdot L}{N \cdot c}$$

Így egyre kisebb impulzus időbeli hossz létrehozásához, egyre nagyobb sávszélességre van szükségünk és több módust kell összecsatolnunk. Így ultrarövid impulzusok előállításához szilárdtest lézereket

célszerű használni. Például a femtoszekundumos impulzusoknak egy lehetséges megvalósítása a Tsunami Ti:zafír szilárdtest lézerrel történhet, melyben Kerr-lencsés móduscsatolás (KLM) van. Itt a pumpálás hatására a Kerr-közeg adott intenzitású felett erősen fókuszálóná válik. A kezdeti zajként jelenlévő elektromágneses csúcsokból impulzus jön létre. Általában az impulzus időbeli hossza rövidebb, mint a közeg regenerálódási ideje. Így a közegnek az impulzus létrehozásán kívül egy másik feladata is van, elnyomja a nem kívánt elektromos teret. Ezzel stabilizálja a közeget elhagyó impulzust és megakadályozza a kettős impulzus kialakulását.

1.1.2. Spektrális fáziseloszlás

A spektrális fáziseloszlás az impulzus egyik legfontosabb jellemzője. Ez írja le a frekvencia komponensek relatív fázisát. A fáziseloszlás megváltozásának az elsődleges oka az, hogy az impulzusban lévő eltérő frekvenciájú komponensek terjedési sebessége az anyagon belül eltérő. Így az anyagon való áthaladás következtében az impulzusunk időben megnyúlik. Ennek vizsgálatához a hullámegyenletet diszperzív közegben kell megoldani. Első közelítésben a fény terjedését homogén izotróp közeg esetében vizsgáljuk. Ekkor a polarizáció és az elektromos térerősség között lineáris kapcsolat van $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$, ahol ε_0 a vákuum permittivitása, χ pedig a közeg elektromos szuszceptibilitása. Kis térerősségek esetén ez jól közelíti a valóságot. Nagy térerősségek esetén viszont, mint amit én is használtam a kísérletekhez (a lézer teljesítménye tipikusan $600mW$ körül volt, melyhez ha figyelembe vesszük a lézer impulzus-ismétlődési frekvenciáját, mely $80MHz$, akkor körülbelül $7.5nJ$ energiát kapunk, amennyiben az impulzus időbeli hossza $100fs$ nagyságrendű - akkor ehhez MW nagyságrendű csúcsteljesítmény fog tartozni) elengedhetetlen a nemlineáris jelenségek hatását is figyelembe venni.

Nemlineáris esetben a polarizációt felbonthatjuk egy lineáris és egy nemlineáris komponensre $\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL}$. Ekkor a térerősségre felírt hullámegyenlet a következő alakú lesz [1].

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (1)$$

Első közelítésben a diszperzió vizsgálatához elegendő a lineáris hullámegyenletet megoldani, a nemlineáris és diszperzív egyenlet megoldása bonyolult.

Írjuk fel lineáris esetben az egy dimenziós hullámegyenletet az elektromos térre, melyet a $E(z, t)$ amplitúdóvektorral lehet jellemezni. (A hullám terjedjen a z -tengely mentén).

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(z, t) = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^L(z, t) \quad (2)$$

A frekvencia-térben ismerjük a polarizáció és a térerősség között a kapcsolatot, ahol $\chi(\Omega)$ a dielektromos szuszceptibilitás, ez fejezi ki az anyagi diszperziót.

$$\tilde{P}^L(z, \Omega) = \varepsilon_0 \chi(\Omega) \tilde{E}(z, \Omega) \quad (3)$$

Időtartományban a polarizáció kifejezése konvolúciós integrálba megy át.

$$P^L(z, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi(t') E(z, t - t') dt' \quad (4)$$

A 2. egyenletet időtartományban megoldani nehezebb, ezért célszerűbb Fourier-transzformáció használatával áttranszponálni frekvencia térbe. Ekkor a hullámegyenletet az 5. képlet adja meg.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\Omega^2}{c^2} \varepsilon(\Omega) \right) \tilde{E}(z, \Omega) = 0 \quad (5)$$

Az elektromos szuszceptibilitásnak $\varepsilon(\Omega)$ van frekvencia függése. Az 5. hullámegyenletet megoldva a következő megoldást kapjuk:

$$\tilde{E}(z, \Omega) = \tilde{E}(0, \Omega)e^{-jk(\Omega)z} \quad (6)$$

A $k(\Omega)$ -val a frekvenciafüggő hullámszámot jelöltük. Ennek a Taylor-sorbafejtésével az ω_l vivőfrekvencia körül, megkaphatóak a különböző rendű diszperziók [2].

$$k(\Omega) = k_l + \frac{dk}{d\Omega}|_{\omega_l} \cdot (\Omega - \omega_l) + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\Omega^2}|_{\omega_l} \cdot (\Omega - \omega_l)^2 + \dots \quad (7)$$

Diszperzív közegben a $\varepsilon(\Omega) \neq konst$, így a hullámok szuperpozíció képzésénél a nem-nulla súllyal szereplő síkhullámok fázissebességei különbözni fognak egymástól.

Az elsőrendű tag adja meg a csoportsebességet, ezzel terjed a hullámcsoport burkolója. A másodrendű tag írja le a csoportsebesség diszperziót (GDD), mely a burkológörbe megváltozásáért leginkább felelős. Ennek a hatása egy lineáris frekvenciafüggő fáziseloszlás változás.

A másodrendű tagot általában a 8. összefüggéssel definiáljuk.

$$GDD = \frac{dv_g}{d\lambda} = \frac{\Omega^2 v_g^2}{2\pi c} \frac{d^2k}{d\Omega^2} \quad (8)$$

A GDD hatása jobban szembeűnik, ha behelyettesítjük a 6. terjedési függvénybe.

$$\tilde{E}(z, \Omega) = \tilde{E}(0, \Omega)e^{-j \cdot \frac{1}{2} \cdot k_l'' \cdot \Omega^2 \cdot z} \quad (9)$$

Tehát a GDD egy frekvencia-négyzettől függő spektrális fázist eredményez. Ennek a következménye lehet a hullámcsoport burkolójának (impulzus) a szétfolyása. Ezt a fajta diszperziót képesek vagyunk csökkenteni, hogyha az impulzust ellentétesen változó frekvenciafüggő fáziseloszlással látjuk el.

1.1.3. Impulzus burkolójának időbeli lefutása

Az impulzus időbeli hosszának meghatározásához elengedhetetlen ismernünk az impulzus burkolójának időbeli lefutását. Ezért megkeressük azt a zárt alakú függvényt, amely a mért impulzusalakhoz a legközelebb áll. Amennyiben a impulzus burkolójának időalakját Gauss-függvénynek tételezzük fel, akkor az impulzus komplex térerősségét a 10. képlet adja meg [1].

$$\tilde{\varepsilon}(t) = \varepsilon_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau_G}\right)^2} \quad (10)$$

ahol az impulzus időtartama a τ_G paraméter segítségével számítható ki, $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \tau_G$. Az impulzus időfüggése és frekvencia-függése között a Fourier-transzformáció szolgáltat áttérést. Így az impulzus térerősségének frekvencia-komponenseit egyszerű Fourier-transzformáció elvégzésével kaphatjuk meg.

$$\tilde{\varepsilon}(\Omega) = \mathcal{F}[\tilde{\varepsilon}(t)](\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(t') e^{-i \cdot (\Omega - \omega_l) \cdot t'} dt' = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 e^{-\left(\frac{t'}{\tau_G}\right)^2} e^{-i \cdot (\Omega - \omega_l) \cdot t'} dt' \quad (11)$$

Az integrál elvégzéséhez az exponenciális kitevőjében teljes négyzetet kell kialakítanunk.

$$-\left(\frac{t'}{\tau_G}\right)^2 - i \cdot (\Omega - \omega_l) \cdot t' = -\frac{1}{\tau_G^2} \left[t' + \left(\frac{i(\Omega - \omega_l)\tau_G^2}{2} \right) \right]^2 - \frac{(\Omega - \omega_l)^2 \tau_G^2}{4} \quad (12)$$

Ezt helyettesítjük vissza az integrálba.

$$\tilde{\varepsilon}(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \varepsilon_0 \cdot e^{-\frac{(\Omega-\omega_l)^2 \tau_G^2}{4}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t'}{\tau_G}} \left[t' + \left(\frac{i(\Omega-\omega_l)\tau_G^2}{2} \right) \right]^2 dt' \quad (13)$$

Végezzük el a 13. egyenletben szereplő integrálást:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t'}{\tau_G}} \left[t' + \left(\frac{i(\Omega-\omega_l)\tau_G^2}{2} \right) \right]^2 dt' = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t''}{\tau_G}} dt'' = \tau_G \cdot \sqrt{\pi}$$

Mely visszaírásával a 13. egyenletbe megkaptuk frekvenciatérben az impulzus térerősségét.

$$\tilde{\varepsilon}(\Omega) = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2\pi}} \cdot \tau_G \cdot \sqrt{\pi} \cdot e^{-\frac{(\Omega-\omega_l)^2 \tau_G^2}{4}} \quad (14)$$

Nem tudjuk mérni a térerősséget, csak az intenzitást, így a modellben is célszerű az intenzitás idő- illetve frekvencia-függését kifejezni.

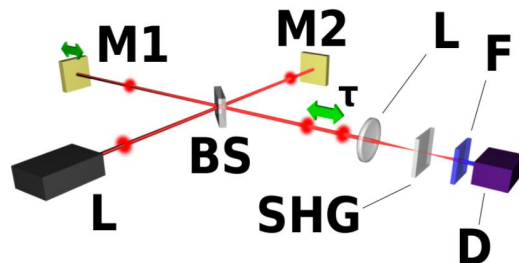
$$I(t) \sim e^{-2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_G} \right)^2} \quad (15)$$

$$I(\Omega) \sim e^{-\frac{(\Omega-\omega_l)^2 \tau_G^2}{2}} \quad (16)$$

A 16. eloszlás számunkra ismert, mivel ezt méri spektroszkóp. Erre illesztve a 16. összefüggés által megadott függvényt a legfontosabb paraméterek meghatározhatóak. Numerikus inverz Fourier-transzformáció elvégzésével megkaphatjuk a 15. eloszlást. Innen pedig még egy illesztés révén megkapható az impulzus időbeli hossza. (Erről részletesebben az 5.2. fejezetben lesz szó.)

1.1.4. Interferometrikus autokorrelátor

Az ultrarövid impulzusok időbeli hosszának mérését interferometrikus autokorrelátorral lehet meghatározni. Ennek működését az 1. ábra illusztrálja. Az autokorrelátor a Michelson in-



1. ábra: Az autokorrelátor elvi felépítése [3]

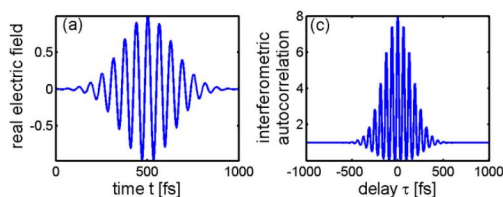
terferométeren alapul. Az ábrán **L**-vel van jelölve a módus-csatolt lézer, amelyből kijövő lézer impulzusok időbeli hosszának meghatározása a cél. **BS** a nyalábosztó, mely egy olyan optikai eszköz, amely két részre osztja a fénynyalábot. A fénynyaláb egyik része az **M1**-gyel jelölt, másik része pedig az **M2**-vel jelölt tükörrre esik, majd ezekről visszaverődve újra egyesülnek. Az **M1**-gyel jelölt tükör piezoelektromos mozgatóval mozgatható, mellyel a két impulzus által megtett úthosszeltérés állítható. Az **M2**-vel jelölt tükör helyzete fix. Miután a különböző tükrökről visszaverődött impulzusok a **BS**-sel jelölt nyalábosztó után újra egyesültek egy **L**-vel

jelölt gyűjtő lencsén mennek keresztül. Ez a lencse az **SHG**-vel jelölt másodharmonikuseltő kristályba fókuszálja az impulzusokat. A **D**-vel jelölt energia-detektor előtt az impulzusok még egy spektrális szűrőn, mely **F**-el van jelölve mennek keresztül hogy az alap hullámhosszot kiszűrjük. A másodharmonikus keltése a Michelson interferométer kimenetén lehetővé teszi, hogy a jelet ($I_M(\tau_P)$) lassú detektorral lehessen detektálni. Az interferometrikus autokorreláció alapja:

$$I_M(\tau_P) = \int_{-\infty}^{\infty} |(\tilde{\varepsilon}(t) + \tilde{\varepsilon}(t - \tau_P))|^2 dt \quad (17)$$

ahol $\tilde{\varepsilon}(t)$ -vel a komplex térerősséget jelöltem, illetve τ_P adja meg az impulzus időhosszát. Nézzük meg, hogy a bemenő térerősség függvényében, hogy fog kinézni az interferometrikus autokorreláció. Erre a 2. ábra mutat egy példát.

A 2. ábrán látható, hogy a valós elektromos térre hogyan fog kinézni az interferometrikus



2. ábra: A bemeneti valós elektromos térre adott interferometrikus autokorreláció [3]

autokorreláció. Az autokorrelátor erre a függvényre egy görbét illeszt, melyből kiszámítja az impulzus időalakját. Az autokorrelátorok esetében általában lehetőségünk van kiválasztani az illesztendő függvényt. Illesztendő függvénynek például megadható Gauss-függvény vagy koszekáns-függvény. A 15. összefüggés például egy olyan időalakot ad meg, melyben a különböző frekvencia komponensek közötti fáziseltérés nulla. Ebből az impulzus hosszát az illesztett Gauss-függvény félértékszélessége adja ($\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \tau_G$, a τ_G paramétert a 10. összefüggés definiálja).

1.1.5. Kompresszor

Az anyagi diszperzió által okozott impulzusmegnyúlás kiküszöbölésére egy azzal ellentétes frekvenciafüggő fáziseloszlást az impulzushoz adó optikai elrendezést, egy úgynevezett kompresszort szokás használni. Prizmás kompresszorok tervezését és építését végeztem a diplomamunkám során. Ezekben a prizmák segítségével negatív diszperzió állítható elő. A két prizmás kompresszorral csak a másodrendű diszperzió kompenzálható kontrollálhatóan, a négy prizmás kompresszor alkalmas a másod- és a harmadrendű diszperzió egyidejű kompenzálására. A harmadrendű és magasabb rendű tagok általában a másodrendű taghoz képest elhanyagolhatóak.

A diplomamunkám során azzal foglalkoztam, hogy a két-fotonos fluoreszcens mikroszkóp által létrehozott másodrendű diszperziót egy két prizmás kompresszorral kikompensáljam, hogy a minta felületén a lehető legrövidebb impulzus álljon elő.

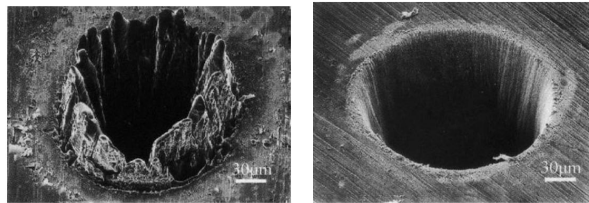
1.2. Femtoszekundumos impulzusok alkalmazásai

Az ultrarövid impulzusoknak számos felhasználási lehetősége van, ilyenek például a

- anyagmegmunkálás
- femtokémia, femtobiológia
- 3 dimenziós képalkotás

Az ultrarövid impulzusokkal végzett kutatások legfőbb jelentősége abban rejlik, hogy az impulzusok időbeli hossza rövidebb lehet, mint a természetes folyamatok időskálája, így a térbeli jelölés meghatározhatóságán kívül, a folyamatok dinamikájának illetve időbeli nyomon-követésének lehetősége elérhetővé válik.

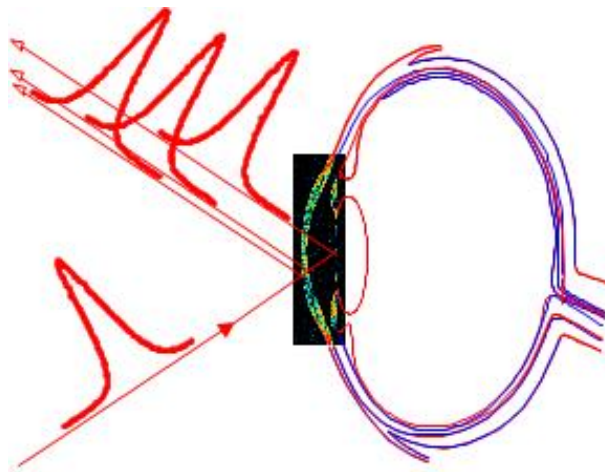
Anyagmegmunkálás során lehetőségünk van viszonylag pontos, akár 100nm méretű felületi nanostruktúrák roncsolásmentes kialakítására. A megmunkálás során nagyenergiájú impulzusok kellenek kis átlagteljesítmény mellett, mivel ekkor a hő hatására bekövetkező destrukció csökken. Minél kisebb a használt nagyenergiájú lézer impulzusok időbeli hossza, annál pontosabb lesz a megmunkálás (ezt illusztrálja a 3. kép). **Femtokémia, femtobiológia** több kémiai és biológiai



3. ábra: 2.3ps -os és 200fs -os impulzusok használatával kialakítható megmunkálási pontosság illusztrálása. A felvételt a Laser Zentrum Hannover Intézetben készítették.

alkalmazás gyűjtőneve. Ezek közül én az optikai koherens tomográfiát (OCT) említeném meg. Ez egy közvetlen fizikai kontaktus nélküli szövetvizsgálati módszer. Általában szemben (de bármilyen élő szöveten is) végzik a vizsgálatot (a 4. ábrán látható a vizsgálat), mely semmiféle károsodással sem jár. A módszer a fényimpulzusok szövetrészekről való reflexióján alapul. Kis zaj és nagyobb felbontás eléréséhez interferometrikus mérés technikát alkalmaznak, melyben a visszavert impulzusokat egy referenciaimpulzussal interferáltatják. Ultragyors lézerekkel $1\mu\text{m}$ körüli felbontás érhető el, de fontos figyelni arra, hogy az elnyelődő sugárzás ne károsítsa hőhatásokkal a szövetet. Ennek megoldására csökkenteni kell az átlagintenzitást, melyet például impulzusritkítással lehet elérni. Az impulzusok energiájának csökkentésével is lehet a hőhatásokat csökkenteni, de ez a jel-zaj viszony romlását eredményezné, így nem ajánlott.

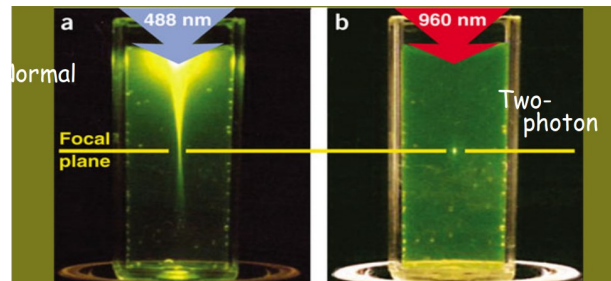
3 dimenziós képalkotás során egy pásztázó mikroszkóppal készítünk a térbeli objektumról képet. Ezt főleg biológiai és orvosi vizsgálatokra használják. A lényege, hogy a megvilágító fényt végigpásztázzák a mintán és a képet az egyes megvilágított pontokból jövő válaszokból építik fel. A válaszra 3-féle lehetőségünk van: transzmisszió, reflexió és fluoreszcencia. A 3 dimenziós képalkotáshoz szükséges mélységi pásztázást vagy az objektív fókusztávolságának változtatásával, vagy az objektív mozgatásával lehet elérni. Amennyiben a képalkotás során ultrarövid impulzusokat alkalmazunk, akkor a hőhatás kisebb és a nagy energiájú impulzusokra adott válasz erősebb lesz, mely következtében a képalkotásnak jobb lesz a jel-zaj viszonya. Ennek egy speciális alkalmazása a 3 dimenziós két-fotonos fluoreszcens mikroszkóp, melyet az 1.3. fejezetben részletesebben is bemutatok.



4. ábra: Optikai koherens tomográfia

1.3. A két-fotonos fluoreszcens mikroszkóp leírása

A fluoreszcens mikroszkópok esetében egy fluoreszcens fény kibocsátására képes mintát világítunk meg a fluorofór gerjesztési hullámhossz-tartományába eső fényvel. A fluorofór által kibocsátott, magasabb hullámhosszú fluoreszcens fény detektálásával kapjuk meg a minta választ. Ez az alapja a két-fotonos fluoreszcens mikroszkópnak is, azzal az eltéréssel, hogy itt a fluoreszcens jelhez a fluorofórt két fotonnal kell gerjeszteni egyidőben. Ennek a folyamatnak az előnye, hogy

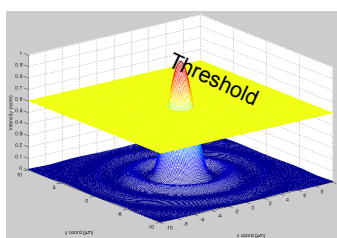


5. ábra: A két-fotonos fluoreszcens mikroszkóp és a fluoreszcens mikroszkóp gerjesztési képének összehasonlítása

különböző mintarétegekből kapunk éles képet. Mivel a két fotonnal történő gerjesztés esetében a fotonok csak a fókuszpontban nyelődnek el, így a gerjesztésnek az egy-fotonos fluoreszcens gerjesztéshez képest lesz mélységélessége, így vastag minták is térfogatukban vizsgálhatók.

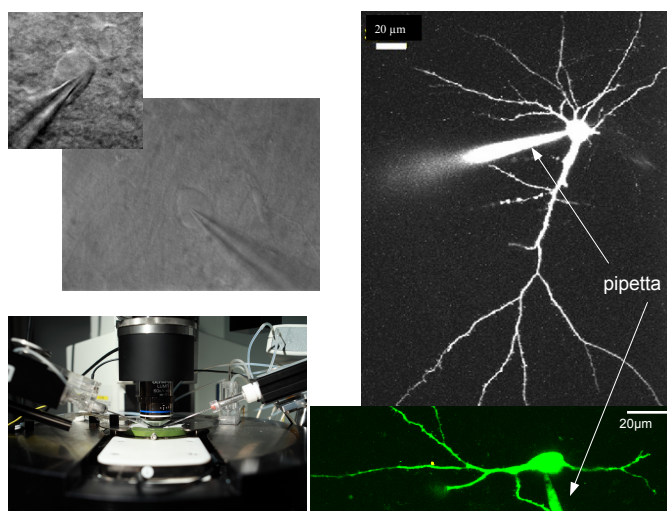
A kétfoton gerjesztéshez nagy intenzitás-sűrűsége van szükség, ezért következik be csak a fókuszpontban, ráadásul az energiát időben is sűríteni kell, ezért femtoszekundumos lézerre van szükség. Ez látható a 6. ábrán. Az impulzus csúcshintéztása az impulzushosszal fordítottan arányos.

Két-fotonos fluoreszcens mikroszkóppal lehetőségünk van élő sejt-képalkotásra és funkcionális vizsgálatra. Az egyik elterjedt alkalmazása ennek a technikának az idegsejtről történő három dimenziós digitális képalkotás, melynél lehetőségünk van az idegsejtben történő akciós potenciál



6. ábra: A kétfoton reakció intenzitás küszöbe

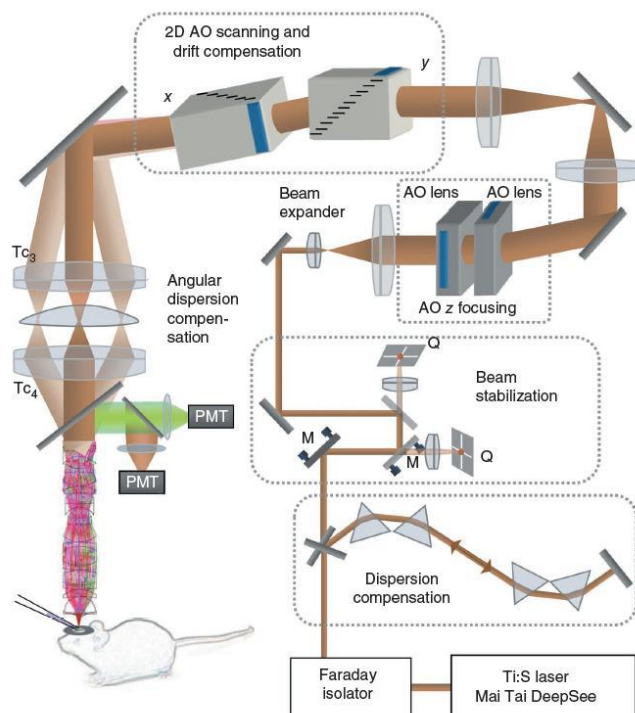
lefutásának időbeli vizsgálatára is (ez látható a 7. ábrán), mely közvetlenül az élő tesztalányokon is elvégezhető.



7. ábra: Idegsejt vizsgálata két-fotonos fluoreszcens mikroszkóppal

A 8. ábrán látható a kétfotonos mikroszkóp sematikus rajza. Nézzük meg milyen önálló szerkezeti egységekre tudjuk felbontani a mikroszkópot a lézernyaláb útja során.

A lézernyaláb egy **May Tai DeepSee Ti:S** lézertől lép ki. A nyaláb keresztül halad egy **Faraday izolátor**-on, mely kiválasztja az egyik polarizációs irányt, mely eltérítés nélkül keresztülhalad az eszközön, a másik polarizációs irányú komponens pedig eltéríti. Így egyfajta szelep szerepet tölt be az optikai rendszerben, mely egy adott polarizációs irányú komponens enged csak át (választ ki). Így a Faraday izolátorral lehetővé válik a koherens visszaverődés megszüntetése, amely a lézerben a móduscátolás leállítását okozza. Ezek után a nyaláb egy **prizmás kompresszor**-on halad keresztül. A prizmás kompresszor és a Ti:zafír lézerbe épített két prizmás hangolható kompresszor végzi az anyagi diszperzió kompenzációját a rendszerben. A nyaláb **két motorikusan mozgatható tükör**-ről reflektálódva halad tovább. Ezeknek a nyaláb helyzetének stabilizálásában van szerepük. A második tükör valamekkora részben átengedi a nyalábot, mely egy kvadráns síkdetektor felületére esik. Egy program segítségével, amennyiben eltérést tapasztalunk a síkdetektor felületére eső nyaláb helyzetében, a motorikus tükrök mozgatásával auto-



8. ábra: A két-fotonos mikroszkóp sematikus ábrája

matikusan középre korrigálunk. A tükrök után a második motorikus tükörré merőlegesen ismét egy valamekkora mértékben áteresztő tükröt helyezünk, mely nem mozgatható. E mögé is egy kvadráns síkdetektort teszünk, melyen szintén minimalizáljuk a nyaláb elmozdulását a motorikus tükrök mozgatásával. Ezek után következik két eltérítő tükör, mely a fényt a nyalábtágítóba csatolja be, azért van rájuk szükség, mert az optikai asztalon csak a fénytűt összehajtogatásával lehetett elhelyezni az optikai egységeket. A **nyalábtágító** segítségével 3 – 5-szörösére tágitjuk ki a nyalábot, hogy az akusztóoptikai eszközökben a nyaláb apertúrája (15mm) lehetővé tegye a maximális képpont-felbontás elérését. Az akusztóoptikai szkennert négy eltérítőből áll, amely az objektív utáni fókuszpontot három irány szerint képes ugyanakkora sebességgel mozgatni egy adott tértartományon belül. A szkennert első eleme **két akusztóoptikai cella**, mely a nyaláb z-irányú fókuszálhatóságáért felelős. A szkennert második eleme egy 1:1-es leképezésű teleszkóp rendszer, amely optikailag illeszti a két eltérítő párt. Ezt követi **még két akusztóoptikai cella**, mely a rákapcsolt frekvencia függvényében az x-z illetve az y-z síkban fogja eltéríteni a nyalábot. Az objektív előtt egy két lencséből álló **telecentrikus lencserendszer** van elhelyezve, amelyik a második eltérítő-párt az objektív hátsó apertúrájára képezi le. Ezen lencsék közé egy olyan mezőlencsét szeretnénk betenni, mely a rendszerben fellépő szögdiszperziót fogja kikompenzálni. Végén egy **objektív**-en keresztül a fény a mintára (például az egér agyába) fókuszálódik. A mintában történő gerjesztést követően a kisugárzott fluoreszcens fényt egy dikroikus osztótükör segítségével egy szűrőn keresztül egy fotoelektron sokszorozóra tereljük, majd (PMT-vel) detektáljuk.

Ideális esetben a lézertől kijövő lézertimpulzusokban jelen levő frekvenciakomponensek fázisai

összehangoltak, azaz az egyes komponensek közötti fáziskülönbség nulla, ekkor a legrövidebb az impulzushossz. A hosszú optikai úton és sok pozitív diszperziójú elemen való áthaladás során jelentős frekvenciafüggő fáziskülönbség halmozódik fel és az impulzus megnyúlik. Az optimális működéshez azaz a nemlineáris küszöb átlépéséhez a diszperziót kompenzálni kell. Így a mikroszkóp működésének elengedhetetlen feltétele a megfelelően beállított kompresszor, mely az impulzusba vitt negatív diszperzió révén, a lefókuszálendő impulzus időbeli hosszát hivatott minimalizálni.

A kompresszor típusának és felépítésének kiválasztása kulcsfontosságú a működés szempontjából. Ezért a következő fejezetben áttekintem a kompresszorok fajtáit és fő paramétereit, hogy a választásunkat megindokoljam.

1.4. Kompresszorok fajtái

A kompresszoroknak két típusát különböztetjük meg, a fázisban lineáris- és nemlineáris kompresszort. Ezek az anyagon keresztül történő haladás közben a frekvencia függvényében lineáris- illetve nemlineáris fázistolások kiküszöbölésére alkalmasak.

Először nézzük meg a lineáris kompresszorok fajtáit, melyek a normális anyagi diszperzió kikompensálására szolgálnak.

- rácsos kompresszor
- két prizmás kompresszor
- csörpölt tükör

A **rácsos kompresszorok**at főleg nagyobb spektrális sáv szélességű, 50 fs -nál rövidebb lézerimpulzusok esetén használják akkor, ha nagy diszperziót kell kompenzálni. Hátrányuk a nagy optikai veszteség (rácsonként akár 25%) és az intenzitás-érzékenység. A **prizmás kompresszorok** kisebb diszperzió és hosszabb impulzusok kompenzálására valók, kettő, vagy négy prizmat tartalmaznak. Amennyiben a fény Brewster-szögben esik a prizmára az impulzus intenzitásának csökkenése jelentős mértékben lecsökkenthető, így ha a kísérletnél számít az impulzus intenzitása, ez a legjobb mód a megőrzésére. Főleg 50 fs -nál hosszabb lézerimpulzusok esetén használják. A **csörpölt tükröknek** tipikusan lézerrezonátoron belüli alkalmazása van, mivel kicsi az intenzitásbeli veszteségük, az előző kettőnél sokkal kisebb diszperzió kompenzálására valók.

A mikroszkópokban főként 100 fs nagyságrendű lézer impulzusokat használunk, melyeknél a fentiek értelmében a prizmás kompresszor választása a megfelelő. A kikompenzálendő GDD értéke körülbelül 60000 és 84000 fs^2 között változik, ha a vivőhullámhosszat 760 és 890 nm között változtatjuk. Ekkora GDD mind két mind négy prizmás kompresszorral kikompenzálható, ahogy azt számításaimban be is mutatom.

Nemlineáris kompresszor például az:

- négy prizmás kompresszor
- akusztóoptikai kompresszor
- elektrooptikai kompresszor

melyek elsősorban a magasabb rendű anyagi diszperzió kikompenzálására szolgálnak. A mikroszkópban egyelőre nem használunk akusztóoptikai vagy elektrooptikai kompresszort, bár ezekkel a gerjesztő impulzus alakjának finomhangolása lenne lehetséges. A jövőben tervezzük akusztóoptikai impulzus-alakformáló megtervezését és integrálását, amellyel elektronikus gerjesztés-optimalizáció lehetséges. A legtöbb mintához a GDD kompenzálása bőségesen elegendő volt, a meglévő négy prizmás kompresszor TOD-ot (harmadrendű diszperziót) kompenzáló képességét a gyakorlatban nem használtuk ki.

A diplomamunkám főként egy kétfoton mikroszkópban lévő prizmás kompresszor szimulációjának elkészítése, majd egy adott mikroszkópnak a leképező rendszere által bevitt 'csörp' kikompenzálása. Ehhez először is a kompresszort kellett szimulálnom.

1.5. Prizmás kompresszor - Ideális prizma elrendezés

Matematikailag a prizmás kompresszort akkor a legegyszerűbb kezelni, ha a két prizma egymáshoz képest párhuzamosan áll. Ekkor a fény útja odafelé és visszafelé megegyezik a központi hullámhosszra.

Másrésről a gyakorlatban a prizmákat egy adott szögbe tizedfokos pontossággal beállítani nem egy könnyű feladat. De ezt a technikai problémát egyszerűen kiküszöbölhetjük, ha a prizmákat Brewster-szögbe állítjuk be. Azaz megkeressük azt a szög-beállítást, amikor a prizmáról való reflexió minimális. Ez előnyös is a számunkra, mivel a passzív veszteségek minimálisak lesznek. Tehát matematikailag a párhuzamos elrendezés, beállítás szempontjából viszont a Brewster-szögbe állítás lenne a kedvezőbb.

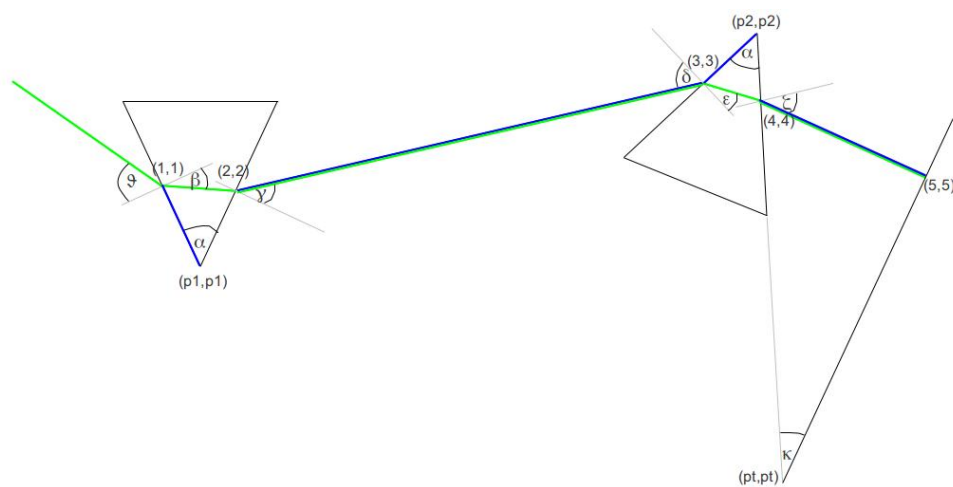
Egy ideális prizma képes mind a két feltételt teljesíteni. Legyen a prizma törésmutatója n . Számítsuk ki mekkorának kéne lennie a prizma szögének, hogy a prizmából való kilépés szöge pont Brewster-szög legyen (ekkor teljesül mind a két feltétel)! A számításokat a központi hullámhosszra végzem el. Céloom a számolás során a prizma csúcsszögének a meghatározása, mely legyen α (az itteni jelölések a 9. ábrán lévő jelöléseknek megfelelnek). A beesési szög legyen ϑ , mely a központi hullámhosszra a Brewster-szöggel kell megegyezzen. Az első felületen a törési szög legyen $\beta = \text{asin}(\sin(\vartheta) \cdot \frac{1}{n})$. A β és a csúcsszög (α) segítségével a prizma kimenő felületén a beesési szög megadható, melyből pedig a Snellius-Descartes törvény alapján a törési szöget ki lehet számolni, melyről tudjuk, hogy jelen esetben a Brewster-szöggel kell hogy megegyezzen $\sin(\vartheta) = n \cdot \sin(\alpha - \beta)$. Ebből a két egyenletből az α -t ki lehet fejezni $\alpha = 2 \cdot \text{asin}(\sin(\vartheta) \cdot \frac{1}{n})$. Hogyha a prizma SF1-es (vagy SF11-es) üvegből van, melynek a törésmutatója $795\text{nm} - en$ $n_{SF1} = 1.7014$ (vagy $n_{SF11} = 1.7650$), akkor a Brewster-szögre $\vartheta = \text{atan}(n) = 59.5548^\circ$ -ot (vagy $\vartheta = 60.4659^\circ$ -ot) kapunk. Ezt behelyettesítve az α -ra kapott képletbe a prizma csúcsszögére 60.8904° (vagy 59.0681°) jön ki. Ez lenne az ideális prizma csúcsszöge. (A törésmutatók meghatározását a 2.2. fejezetben tárgyalom.)

Ilyen prizmák birtokában elég lenne a párhuzamos elrendezésű 2 prizmából álló kompresszort megtervezni (ennek a megtervezésével kezdtem a modellezést: 2.1. fejezet).

2. Prizmás kompresszor Matlab programban történő szimulálása

Kezdetben a párhuzamos elrendezésű prizmás kompresszort terveztem meg, de mivel az optikai mérés és megmunkálás miatt a gyakorlati prizmak valószínűleg nem ideális, így a programot módosítottam, hogy más csúcsszögű prizmak és tetszőleges prizma-állás esetén is működjön. Például a mérésekhez használt prizmak sem pontosan ideális csúcsszögűek. A laboratóriumi mérésnek a szimulációval történő pontos összevetéséhez, tehát mindenképpen át kellett írni a kezdeti Matlab programot, ezért eleve az újabb verziót mutatom be. A modell és a mérés összehasonlításához szükségem volt a tényleges prizmak szögeire, melyeket külön optikai módszerrel megmértem. Ezzel a 2.2. fejezet foglalkozik.

2.1. Prizmás kompresszor Matlabbal történő szimulációjának alapjai

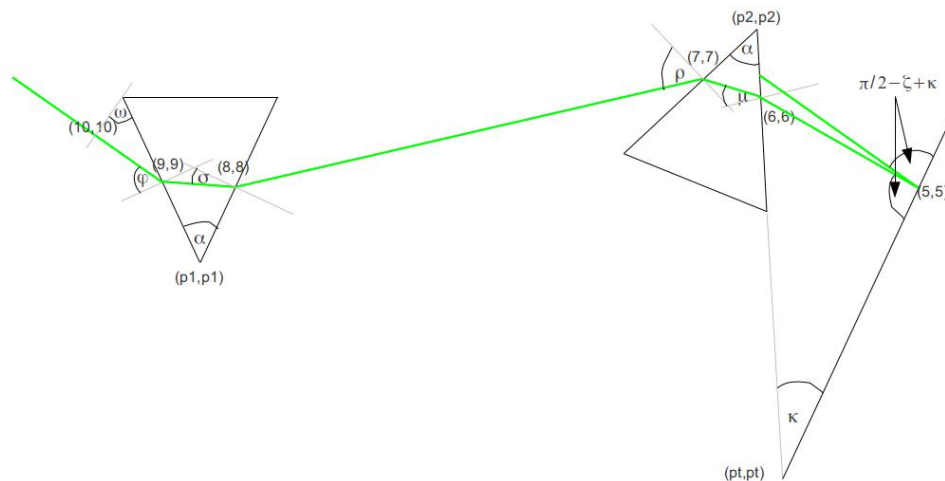


9. ábra: Prizmás impulzus kompresszor elvi vázlata: a fény útja a tükör felé

Először is nézzük meg a program bemenő paramétereit, majd a szimuláció eredményeit. A 9. ábrán zölddel a fény útját, kézzel pedig a bemenő távolságokat jelöltem. A modellezés során elsősorban azt vettem figyelembe, hogy az impulzus frekvenciakomponensei milyen optikai utat járnak be a kompresszorban, az oda- és visszaút során. Egy adott hullámhossza felülnézetből az oda- és visszaút vízszintes síkba eső vetületei megegyeznek, ezt nevezem központi hullámhossznak. A központi hullámhossztól eltérő hullámhosszra a prizmás kompresszorban a fény útja a tükörig illetve a tükrötől visszafelé eltérő. Ezt a 9. és a 10. ábra szemlélteti. Az eltérő úthossz különbségekből számolom ki minden egyes frekvenciakomponens fázistolását. Az úthosszakat a geometriai viszonyokból a lehető legpontosabban igyekszem meghatározni (a prizma belépés távolsága a csúcstól, a prizma és a prizmak között megtett út, stb.).

A programban lehetőségünk van megválasztani az impulzuskompresszorban szereplő két prizma üvegyanyagát. A programban a két prizma anyagát és geometriáját együtt lehet szimmetrikusan módosítani.

Üvegyanyag választási lehetőségek, amelyek jelenleg a programban vannak, a tényleges prizmainkhoz illeszkednek. Ugyanakkor könnyen bevezethetők más üvegek diszperziós paramétere is de mint már



10. ábra: Prizmás impulzus kompreszor elvi vázlata: a fény útja a tükörtől visszafelé

említettem úgy programoztam a rendszert, hogy a két prizmának azonos az anyaga és a geometriája. A programban az alábbi üvegtípusok szerepelnek jelenleg:

- SF1
- SF11

A kulcsparaméterek a bemeneti távolság adatok (melyek a központi hullámhosszra értendőek):

- *l1_prizma*: az első prizma első felületének a fényvel való metszéspontja és a csúcspontja közötti távolság
- *l1_vego*: a fény útja az első prizma második felületétől a második prizma első felületéig (ez az az út amit a fény a két prizma között a levegőben megtesz)
- *l2_prizma*: a második prizma első felületének a fényvel való metszéspontja és a csúcspontja közötti távolság
- *l2_tukor*: a fény útja a második prizma második felületétől a tükörig (ez az az út amit a fény a második prizma és a tükör között megtesz)

Bemeneti szög értékek:

- α : a prizma csúcshöge (mely a két prizmánál azonos)
- ϑ : a nyalábnak az első prizma felületére való beesési szöge (mely a központi hullámhosszra számított Brewster-szög)
- δ : a nyalábnak a második prizma felületére való beesési szöge (melyet a központi hullámhosszra lehet megadni, ezzel a második prizma helyzete meghatározott lesz, melyből a δ értéke a többi hullámhosszra kiszámítható)
- a központi hullámhosszra nézve a fény merőleges a tükör síkjára

A többi szög értékét a Snellius-Descartes-törvényből és a geometriából lehet meghatározni. A számolás során szükség volt három referencia pontra, melyeket a központi hullámhosszon határoztam meg. Ezek segítségével lehetett a fény komponenseinek az útját végigkövetni. A három referencia pont:

- $(p1, p1)$: az első prizma csúcshöge
- $(p2, p2)$: a második prizma csúcshöge
- (pt, pt) : a második prizma második felületének és a tükörnek a metszéspontja

2.2. Prizmák szögeinek mérése és bemenő paraméterek meghatározása

A Matlab program bemeneti paraméterei között szerepel a prizmák csúcshöge és anyagának törésmutatója. Ezért első körben megmértem a prizma ékszögeit (γ) goniometerrel. Így a program által számolt eredményeket lehetőségünk lesz majd a gyakorlatban leellenőrizni. A gyakorlatban SF1-es és SF11-es üveg áll rendelkezésemre, ezért írtam meg erre e két üvegre a Matlab programot. A törésmutatójuk meghatározásához a ZEMAX program üvegtalálószeréből kinéztem a hozzájuk tartozó paramétereket (K_i és L_i , $i = 1, 2, 3$). Természetes különböző üvegekhez különböző K_i és L_i paraméterek tartoznak. Ezeket a 18. formulába helyettesítve adott hullámhosszon megkaphatjuk a törésmutatót. A ZEMAX által számolt törésmutatók levegőre vonatkoznak, melyet jó észben tartani például a Brewster-szög számolásánál.

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{K_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - L_1} + \frac{K_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - L_2} + \frac{K_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - L_3}} \quad (18)$$

A prizmák csúcshögeinek meghatározásához használt goniometer a szomszédos lapok egymáshoz viszonyított dőlését méri. Tehát ennél a műszernél célunk a kimenő és a teljesen visszaverődő nyalábot fedésbe hozni, ekkor a felület, amit nézünk pont merőleges a fénynyalábunk síkjára. Ezt egymást követő két sík felületen kell megismételni, miközben feljegyezzük a goniomerről a két síkhoz tartozó szögértéket (α és β). A két szög értéket egymásból kivonva ($\alpha - \beta$) megkapjuk a prizma csúcshögehez tartozó kiegészítő szöget ($\alpha - \beta = 180^\circ - \gamma$), melyet 180° -ból kivonva pont a prizma csúcshöge ($\gamma = 180^\circ - (\alpha - \beta)$) kapjuk. Mind a két prizma esetében (A prizma és B prizma) mindegyik szöget háromszor lemértem (α_i és β_i , $i = 1, 2, 3$). Ezeket az értékeket átlagoltam ($\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=1}^3 \alpha_i}{3}$, $\bar{\beta} = \frac{\sum_{i=1}^3 \beta_i}{3}$), majd ezek ismeretében a fentebb említett módon kiszámítottam a prizma csúcshöge (γ). Ezeket az értékeket tartalmazza az 1. táblázat. Minden egyes laphoz tartozó szög beállításához kiszámoltam az átlagtól való eltérést ($\Delta\alpha_i = \bar{\alpha} - \alpha_i$ és $\Delta\beta_i = \bar{\beta} - \beta_i$, $i = 1, 2, 3$), majd a prizma ékszögehez tartozó hibának mind a két oldal esetében meglévő eltérések abszolútértékénegyzet összegének gyökét vettem ($\delta\gamma = \sqrt{\sum_{i=1}^3 ([\Delta\alpha_i]^2 + [\Delta\beta_i]^2)}$).

Ezek ismeretében már ki lehet választani a Matlab programhoz szükséges bemeneti adatoknak a legmegfelelőbb prizmaszöget, melyek a SF1-es üveg esetében A prizma 1. szög és a B prizma 1. szög, ezek a szögek esnek a legközelebb az ideális prizma csúcshögehez. Mivel az átirrt Matlab program már bármekkora csúcshöggel tud számolni a laboratóriumi beállításokra való tekintettel a prizmák csúcshöge 59.800° -nak vettem. Ezek után foglaljuk össze a programhoz szükséges bemeneti adatokat.

A további számolásokat nem csak 59.800° -os prizma csúcshögre fogom kiszámítani, hanem 60.500° -ra is, mivel ez van az ideális prizma elrendezéshez (SF1-es üveg esetében ez 60.89° -os csúcshöget jelentene) a legközelebb. Ezzel próbálom majd megnézni, hogy a prizma csúcshöge kiválasztása mennyiben befolyásolja a rendszer paramétereit. Ezt a 2.5. fejezetben fogom tárgyalni.??

	γ	$\delta\gamma$
A prizma 1. szög	60.4796°	0.0270°
A prizma 2. szög	59.8250°	0.0396°
A prizma 3. szög	59.7120°	0.0292°
B prizma 1. szög	60.3407°	0.0346°
B prizma 2. szög	59.8731°	0.1201°
B prizma 3. szög	59.8259°	0.0902°

1. táblázat: Prizma adatok

Alap beállítások a Matlab programhoz	
1. prizma anyaga:	SF1
2. prizma anyaga:	SF1
központi hullámhossz:	795 nm
hullámhossz intervallum:	790 - 800 nm
ϑ :	59.555°
1. prizma csúcshöge:	59.800°
δ :	59.555°
2. prizma csúcshöge:	59.800°
1. prizma éle:	1.5 mm
levegőben megtett út:	500 mm
2. prizma éle:	2 mm
tükörig megtett út:	150 mm

2. táblázat: Bemenő adatok

2.3. GDD meghatározása

Most már ismerjük a rendszer geometriáját (lásd a 2.1. fejezetben) és adott üvegű prizmának meg tudjuk határozni a törésmutatóját (lásd a 2.2. fejezetben). Ezek ismeretében és a bemenő paraméterek függvényében az optikai úthosszat bármely hullámhosszra ki lehet számítani. Nézzük meg, hogy az optikai úthosszat ismeretében, hogyan lehet az GDD-t (csoportsebesség diszperziót) meghatározni.

A GDD-t a 8. összefüggésen kívül máshogy is definiálható.

$$GDD(\Omega) = \frac{d^2\phi}{d\Omega^2} \quad (19)$$

Tehát a GDD megkapható az optikai fázis második deriváltjaként. Optikai úthosszat ismerve célszerű ebből a definícióból kiindulni.

Első lépésben az optikai úthosszból, optikai úthosszat különbséget (OPD) kell meghatározni. Ami azt jelenti, hogy a referencia hullámhosszon (795nm-en) kapott optikai úthosszat ki kell vonni az összes hullámhosszon számolt optikai úthosszból. Az OPD kiszámítását követően, a fázist kell meghatározni.

$$\phi = k(\Omega) \cdot OPD(\Omega) = \frac{\Omega}{c} \cdot OPD(\Omega) \quad (20)$$

Ezek után következik a kétszeres numerikus deriválás az Ω szerint. A számolás során mindent SI mértékegységekbe váltottam át, illetve a végén a GDD-t s^2 mértékegység helyett célszerűbb

$f s^2$ -ben megadni.

Ezt a számolást az optikai úthosszak ismeretében lehet elvégezni. A Matlab programmal például a két prizmás kompresszornál és egy adott vastagságú akusztóoptikai cellánál vagyunk képesek kiszámítani az optikai úthosszat. Így ezek esetében kiszámítható a GDD. Sőt azt is meg lehet mondani, hogy adott kompresszor beállításánál mekkora AO-i cellát vagyunk képesek kompenzálni. Ami alatt azt értem, hogy az AO-i cella vastagságát, úgy választjuk meg, hogy a központi hullámhossznál a GDD értéke nulla legyen. (Ez a valóságban a nullától $\pm 1 f s$ -os eltérést jelent.)

Bonyolultabb geometriájú optikai rendszeren (például objektíven) való áthaladás esetében, az optikai úthossz meghatározhatóságának hiányában a Matlab programmal nem tudunk kompenzációt számolni. Amennyiben ismernénk az optikai úthosszakat az objektíven keresztül a különböző hullámhosszak esetében, akkor lenne rá lehetőségünk. Ez az egyik oka, hogy felmerült annak az igénye, hogy a két prizmás kompresszor modelljét és a hozzá tartozó GDD-t kiszámító programot áttegyük egy olyan környezetbe, mely bonyolult geometriájú anyagok (lencsék) esetében is képes az optikai úthosszat meghatározni.

2.4. A Matlab modell alkalmazási lehetőségei

Mivel a gyakorlatban a prizmaink nem ideálisak, így a számítások elvégzésénél a párhuzamos elrendezésű és a Brewster-szögű prizmás kompresszort is meg fogom vizsgálni amellet, hogy a prizmak csúcsszögét is változtatni fogom. Az egyik kézenfekvő alkalmazása a két prizmás kompresszornak az AO impulzus alakformáló. Ebben az esetben a célunk egy adott hosszúságú AO cella másodrendű diszperziójának kikompensálása. Jelenleg kétféle AO szűrő áll rendelkezésünkre egy 10mm és egy 30mm hosszú, ugyanakkor az alakformáló tartalmazhat 1 vagy 2 cellát. Ezért lesz 10mm ($1 \times 10\text{mm}$), 20mm ($2 \times 10\text{mm}$) és 30mm ($1 \times 30\text{mm}$) a kikompensálandó hossz. Tehát ezért fogok a továbbiakban ezekkel a hosszúság paraméterekkel számolni. Másik alkalmazása a két prizmás kompresszornak például a mikroszkóp diszperziójának a kikompensálása. Ennek egy speciális esete a két-fotonos mikroszkóp kikompensálása, mely a mikroszkóp rendszeren kívül AO cellákat is tartalmaz. De ebben az esetben a két prizmának a távolsága rendkívül megnő (később látni fogjuk, hogyha a rendszert 2 prizmás kompresszorral szeretnénk kompenzálni, akkor a két prizma távolsága 5m körüli lesz). Ezt nehéz a gyakorlatban megcsinálni. Egyik lehetséges megoldása az 5m -es optikai út megvalósításának az út összehajtogatása. A másik probléma a nagy prizma távolsággal, hogy a nyaláb foltmérete is kitágul. Ez sem előnyös a két-fotonos reakciónál szükséges csúcsintenzitás eléréséhez. A teljes mikroszkóp rendszer kikompensálásának másik lehetősége a négy prizmás kompresszor, melyet gyakorlatban is egyszerűbb megvalósítani, mivel az optikai út jelentősen lerövidül (a két prizmás kompresszornál lévő körülbelül 5m -es úthossz itt 1.5m -re rövidül.).

2.5. A Matlab modellel végzett számítások

Először azt figyeltem meg, hogy mennyire számít, hogy a prizmára Brewster-szögben esik-e a fény ill., hogy a prizma melyik szögét vesszük csúcsszögnek.

Elsőként azt hasonlítottam össze, hogy mennyire fontos a két prizmát a nyalábhoz képest Brewster-szögben beállítani. Az első prizmának a Brewster-szögbe állítása a gyakorlatban is egyszerűbb, mint a második prizmáé, illetve a szimuláció alapján is megállapítható, hogy sokkal lényegesebb az OPD szempontjából a második prizma helyzete. Így a továbbiakban csak a 2. prizma forgatását fogom tárgyalni. A kezdeti program csak párhuzamos elrendezéssel ($\gamma = \delta$) tudott számolni, így kezdetben a párhuzamos elrendezést és a Brewster-szögbe fordított 2. prizma által kialakított rendszert vizsgáltam meg. A 2. táblázatban a beállítások a Brewster-szögbe fordított

2. prizma által kialakított rendszer beállításainak felelnek meg. Párhuzamos rendszer esetében a δ (lásd a 9. ábrán) eltérő.

A konkrét számításokban adott geometria mellett (, melyet a 2. táblázat tartalmaz), adott hosszúságú akusztóoptikai cella kikompenzálása a cél a fénynyaláb két prizma közötti levegőben megtett útjának a változtatásával. Tehát megvizsgáltam, hogy milyen messze kell egymástól elhelyezni a két prizmat (*Levego*), hogy az akusztóoptikai cella ki legyen kompenzálva. (A számításokat a központi hullámhosszra végeztem el.) A 3. táblázatban a levegőben megtett geometriai hosszak találhatóak a két elrendezés esetében adott cellahossznál. A megadott akusztóoptikai hosszak: 10mm, 20mm, 30mm gyakorlati adatok, itt a példa kedvéért szerepelnek. A programmal bármekkora lineáris diszperzió kiküszöböléséhez meg lehet tervezni a kompresszort.

levegőben megtett út			
	akusztóoptikai cella hossza		
Elrendezések	10 mm	20 mm	30 mm
Brewster	439.3 mm	808.7 mm	1178.0 mm
Párhuzamos	499.7 mm	921.5 mm	1343.3 mm

3. táblázat: Levegőben megtett út, 59.800°-os prizma ékszögek mellett

A két elrendezés esetében a 2. prizmának a szögbeli elforgatása 3.0386° volt. A 3. táblázat alapján látható, hogy ekkora mértékű prizma forgatás mellett jelentős eltérés van a levegőben megtett utak számértékeiben a két elrendezés esetében. Megvizsgáltam azt az esetet is, amikor a prizma csúcshöge a prizma szögei közül nem azt választjuk, mely a Brewster-szöghöz a legközelebb esik, hanem azt amelyik a legtávolabb. Azaz legyen a két prizma csúcshöge: 60.500°. A 4. táblázat tartalmazza ehhez a csúcshöghöz tartozó a nyaláb által a levegőben megtett úthosszakokat a különböző elrendezések illetve akusztóoptikai cella hosszak esetében.

levegőben megtett út			
	akusztóoptikai cella hossza		
Elrendezések	10 mm	20 mm	30 mm
Brewster	402.8 mm	775.3 mm	1129.8 mm
Párhuzamos	444.1 mm	818.5 mm	1192.8 mm

4. táblázat: Levegőben megtett út, 60.500°-os prizma ékszögek mellett

Ebben az esetben a 2. prizma szögbeli elforgatása a két elrendezés között 1.1143° volt. A 4. táblázat alapján levonható az a következtetés, hogy ha az elrendezések között csökken a 2. prizmának a szögbeli elforgatása, akkor jelentősen csökken a prizmak távolságai között lévő eltérés a két elrendezés esetében.

Ezután megnéztem, hogy amennyiben sikerülne a 2. prizmára eső nyaláb beeseési szögenél a Brewster-szöget 0.1°-os pontossággal beállítani, akkor a prizmak csúcshögeinek melyik szöget érdemes venni, illetve hogy ekkor mekkora a prizmak távolsága közötti differencia.

Az 5. táblázat alapján megállapítható, hogy ha a Brewster-szöget sikerülne $\pm 0.1^\circ$ -os pontossággal beállítani akkor a prizmak egymáshoz képesti távolságának a prizmak beállítási hibájából származó hibája néhány cm-re lecsökkenne. Körülbelül ugyanakkora a hiba 59.800°-os és 60.500°-os prizma ékszögek mellett, így nem követünk el nagy hibát, ha a gyakorlatban a 59.800°-os

levegőben megtett út						
	59.800°-os prizma csúcshög			60.500°-os prizma csúcshög		
	akusztóoptikai cella hossza					
Elrendezések	10 mm	20 mm	30 mm	10 mm	20 mm	30 mm
Brewster +0.1°	437.6 mm	805.4 mm	1173.2 mm	418.9 mm	771.6 mm	1124.4 mm
Brewster -0.1°	441.0 mm	811.9 mm	1182.8 mm	422.8 mm	779.0 mm	1135.2 mm

5. táblázat: Levegőben megtett út, 59.800°-os prizma ékszögek mellett

csúcshögöt választjuk.

A szimuláció azt mutatja, hogy a laboratóriumi mérés során a legfontosabb beállítási paraméter az lesz, hogy a prizmákat Brewster-szögbe állítsuk be a prizmákra eső nyalábhoz képest.

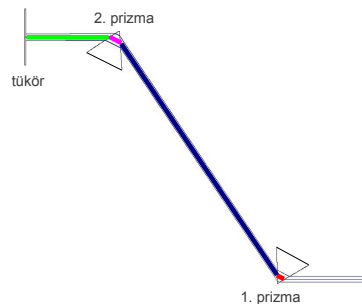
3. Prizmás kompresszor ZEMAX programban történő szimulálása

Felmerült annak az igénye, hogy ne csak bizonyos vastagságú AO cellát lehessen kikompenzálni a prizmás kompresszorral, hanem például egy adott geometriájú lensét is. A Matlab programmal ez nehezen megoldható. Egy adott optikai rendszer modellezésére alkalmas például a ZEMAX program, mellyel a lencséken történő sugarak átvezetése és az optikai úthossz kiszámítása is lehetséges. Így később lehetőségünk lesz nem csak az AO cella kikompenzálására, hanem a leképező rendszer plusz az AO cella kikompenzálására. Ehhez csak arra van szükség, hogy a Matlab-bal megtervezett prizmás kompresszort a ZEMAX-ban is leszimuláljam.

A Zemax modell célkitűzései:

- megvizsgáljam, hogy a ZEMAX általi számolások ugyanazt az eredményt adják-e, mint a Matlabos számolások
- ZEMAX-ban lehetőségem van a meglévő mikroszkóp modellt az általam írt két prizmás kompresszorral kombinálni
- ellenőrizni az impulzus kompresszió működését a mikroszkópban
- ellenőrizni a kompresszor által bevitt optikai hibákat

A Matlab programhoz képest kettővel nőtt a lehetséges bemeneti paraméterek száma. Itt már lehetőségünk van a két prizma anyagának és csúcshöngének változtatására is. A paraméterek



11. ábra: ZEMAX programmal szimulált prizmás kompresszor sematikus ábrája

pontos leírását a 3.1. fejezet tartalmazza. A 11. ábrán látható már a ZEMAX-szal elkészített prizmás kompresszor sematikus felépítése.

3.1. A prizmás kompresszor ZEMAX programmal történő szimulációjának alapjai és a bemeneti paraméterek megadása

A ZEMAX programban 8 bemeneti paraméter van, minden más ezen paraméterek változtatásával automatikusan módosul. A 6. táblázatban összeszedtem a bemeneti paramétereket.

A bemenő távolság adatok megegyeznek a 9. ábrán zölddel jelölt vonallal kijelölttel (a távolságok jelölését ennek megfelelően a 4-ből 2 esetben módosítottam, de a szögek jelölése teljesen eltérő a Matlab-nál használt jelölésekhez képest, az esetlegesen azonos görög betűvel jelölt

Bemeneti távolság adatok	
$l_{elsoprizmaban}$	a 11. ábrán: narancssárga színű vonal
l_{levego}	a 11. ábrán: kék színű vonal
$l_{masodikprizmaban}$	a 11. ábrán: rózsaszín színű vonal
l_{tukor}	a 11. ábrán: zöld színű vonal
Bemeneti szög adatok	
α	az 1. prizmának a nyaláb útjába először kerülő lapjának a függőlegetől való döntésének mértéke, ez a Brewster-szöggel egyezik meg
β	az 1. prizma csúcshöge
γ	az 2. prizmának a nyaláb útjába először kerülő lapjának a nyalábra merőleges felülettől való döntésének mértéke, ez is a Brewster-szöggel egyezik meg
ω	a 2. prizma csúcshöge

6. táblázat: ZEMAX program bemeneti paraméterei

szögeknek semmi közük nincs egymáshoz). A felületek döntését a Coordinate Break parancs segítségével végeztem el. A ZEMAX-nak az alábbi két távolság érték (melyek a Matlab program bemeneti paraméterei voltak) nem bemeneti paramétere: l_{1_prizma} , l_{2_prizma} . Ezeket át kell számolni $l_{elsoprizmaban}$ és $l_{masodikprizmaban}$ bemeneti paraméterekké.

Mielőtt még bármit elkezdtem volna számolni, összevettettem a két programmal kiszámolt úthossz különbségeket adott geometria mellett (2. táblázatban találhatóak a beállítások).

3.2. ZEMAX-ban és Matlab-ban írt szimulációk eredményeinek összehasonlítása - ΔOPD kiszámítása

A Matlab és a ZEMAX programok optikai úthossz különbségének összehasonlítása során $l_{elsoprizmaban}$ értékét vettem $1.5mm$ -nek és ehhez számoltam ki a l_{1_prizma} értékét ($l_{1_prizma} = 1.51538mm$), mivel a ZEMAX-ban a bemenő adatokat csak 3 tizedesjegy pontossággal lehet bevinni, a Matlabban viszont én döntöttem el hány tizedesjegyet írok le. Ugyanígy a $l_{masodikprizmaban}$ értékét vettem $2mm$ -nek és ehhez számoltam ki a l_{2_prizma} értékét ($l_{2_prizma} = 2.01591mm$). Az optikai úthossz különbségekre kapott eredményeket a központi hullámhosszra nézve, valamint a spektrum két szélének megfelelő $790nm$ -es és $800nm$ -es hullámhosszon jelenítettem meg a 7. táblázatban. A ZEMAX programból az OPD és a ΔOPD értékeket egy 'macro' megírásával

	Matlab	ZEMAX
790 nm	$-6643846532.3725 \cdot 10^{-14}m$	$-6643846532.3017 \cdot 10^{-14}m$
800 nm	$+6469422299.0047 \cdot 10^{-14}m$	$+6469422299.2330 \cdot 10^{-14}m$

7. táblázat: Matlab-bal és ZEMAX-szal számolt úthossz különbségek

lehetett megkapni. Látható, hogy az eredmények méterben nézve 10^{-14} -ig megegyeznek. Az ekkora mértékű hiba már a számolási pontatlanságból is eredhet.

3.3. A ZEMAX modell előnyei

A Matlab programom az optikai úthossz meghatározásán felül arra is képes volt, hogy meghatározza egy adott hosszúságú AO cellán való áthaladáskor azokat a kompresszor bemenő paramétereket, melyek mellett a központi hullámhosszra teljesül a másodrendű fázis kompenzáció. Két lehetőségünk van, ha ki szeretnénk számítani egy tetszőleges lencsén áthaladó fázis-kompenzációhoz szükséges kompresszor bemeneti paramétereket (belépési koordináták, prizmákban és közöttük megtett távolságok, beesési és csúcscsögek).

Egyik lehetőség hogy, mivel már a Matlabban megírtam az ehhez szükséges kódot a ZEMAX-ban kiszámolt OPD-eket kimentem egy fájlba és a Matlab programot annyival módosítom, hogy az ebben a fájlban lévő adatok legyenek a program bemeneti adatai.

Másik lehetőség, hogy a ZEMAX-ban megírok egy másik 'macro'-t, mely ugyanúgy a fáziskompenzációhoz szükséges számításokat valósítaná meg, mint a Matlabban megírt program. A két lehetőség közül az első a könnyebb, de a későbbi gyorsabb paraméter állíthatóság miatt a másodikat választottam. Ennek a 'macro'-nak a birtokában, már könnyű az alábbi problémát megoldani, azaz hogy a prizma csúcsához képest hol is érdemes a nyalábot a prizmákon átvezetni.

3.4. A ZEMAX modellel végzett számítások

Megnéztem, hogy hol érdemes a prizmán átvezetni a nyalábot illetve hogy a nyaláb kiszélesedése okoz-e számottevő OPD változást.

A vizsgálódás során a 8. táblázatban megadott paraméterekkel dolgoztam. Így most az

Alap beállítások a ZEMAX programhoz	
1. prizma anyaga:	SF1
2. prizma anyaga:	SF1
központi hullámhossz:	795 nm
hullámhossz intervallum:	790 - 800 nm
ϑ :	59.555°
1. prizma csúcscsöge:	59.800°
δ :	59.555°
2. prizma csúcscsöge:	59.800°
1. prizmában megtett út:	1.5 mm
levegőben megtett út:	200 mm
2. prizmában megtett út:	ez a változó paraméter
tükörig megtett út:	50 mm

8. táblázat: Bemenő adatok a ZEMAX programhoz

AO cella anyaga (TeO_2) helyett BK7-es üvegre néztem meg, hogy a 2. prizmán való áthaladás mértékét változtatva, milyen vastagságú BK7-es üveget tud a kompresszor kikompensálni. A 2. prizmán való áthaladásnak a mértékét át tudjuk számolni általunk már a laboratóriumban is könnyen mérhető távolság adataira (2. prizma élébe, ezt a paraméter a 9. ábra mutatja, illetve a 9. táblázat első sorában látható). Azért BK7-es üvegre néztem meg a kompenzációt, mert ennek kisebb a törésmutatója, mint a TeO_2 -nek, és ebből sok síkpárhuzamos tömb áll rendelkezésünkre. (795nm-en a BK7-es üveg törésmutatója: 1.513; és a TeO_2 törésmutatója: 2.227) Így az eltérések

jobban láthatók lesznek. A 9. táblázat tartalmazza az eredményeket, minden esetben a központi hullámhosszra (795nm-re) történik a kompenzáció.

2. belépő poz.	2. prizmában megtett út	prizma által létrehozott fázistolás (fs^2)	BK7-es üveg vastagsága
2.0170 mm	2 mm	-2049.6663	45.296 mm
4.0339 mm	4 mm	-1437.3092	31.763 mm
6.0509 mm	6 mm	-824.9522	18.231 mm
8.0678 mm	8 mm	-212.5944	4.698 mm
10.0085 mm	10 mm	+399.7631	-

9. táblázat: Mekkora vastagságú BK7-es üveget lehet kikompenzálni a 2. prizmában megtett út változtatásával

Amennyiben van 10mm átmérőjű nyalábunk az sem elhanyagolható, hogy a nyaláb apertúráján belül mekkora különbség van a kompenzáció mértékében. Ezt vizsgáltam meg, amikor megnéztem, hogy a pozíció függvényében 1.5mm-től 2.5mm-ig hogyan változik a kikompenzálható BK7-es üveg vastagsága. A 10. táblázatban láthatóak az eredmények.

2. belépő poz.	2. prizmában megtett út	prizma által létrehozott fázistolás (fs^2)	BK7-es üveg vastagsága
1.5127 mm	1.5 mm	-2202.7556	48.679 mm
1.7144 mm	1.7 mm	-2141.5200	47.326 mm
1.9161 mm	1.9 mm	-2080.2837	45.972 mm
2.1178 mm	2.1 mm	-2019.0493	44.619 mm
2.3195 mm	2.3 mm	-1957.8133	43.266 mm
2.5212 mm	2.5 mm	-1896.5777	41.913 mm

10. táblázat: Belépő nyaláb-pozíció miatt adódó kikompenzálható BK7-es vastagságbeli differencia: 1.5mm-től 2.5mm-ig

Látható, hogy körülbelül 7mm differencia van a kikompenzálható vastagságban. Ez a különbség még tolerálható. Érdekes lehet, hogy ez lecsökken-e abban az esetben ha a prizma csúcsához közelebb megyünk. Nézzük meg mi történik, ha a 2. prizmában való áthaladás helyét 0.5mm-től 1.5mm-ig változtatjuk. Ez látható a 11. táblázatban.

2. belépő poz.	2. prizmában megtett út	prizma által létrehozott fázistolás (fs^2)	BK7-es üveg vastagsága
0.5042 mm	0.5 mm	-2508.9348	55.445 mm
0.7059 mm	0.7 mm	-2447.6992	54.092 mm
0.9076 mm	0.9 mm	-2386.4628	52.739 mm
1.1093 mm	1.1 mm	-2325.2276	51.386 mm
1.3110mm	1.3 mm	-2263.9912	50.032 mm
1.5127 mm	1.5 mm	-2202.7556	48.679 mm

11. táblázat: Belépő nyaláb-pozíció miatt adódó kikompenzálható BK7-es vastagságbeli differencia: 0.5mm-től 1.5mm-ig

A különbség szintén 7 mm. Ha a nyaláb közepét 1 mm-rel odébb tesszük 7 mm-rel több

vagy kevesebb vastagságot tudunk kikompenzálni. Az értékeket leellenőriztem Matlabbal és kis különbségeket tapasztaltam (a legnagyobb eltérés $0.2f s^2$ volt).

4. Prizmás kompresszor és a teljes optikai rendszer összeillesztése

Célunk a teljes optikai rendszer fázisbeli kikompensálása, melyhez a két prizmat egymáshoz képest nagyságrendileg $4.5m$ -re kell elhelyezni, a valós rendszer adatait figyelembe véve (AO cellák, nyalábtágító, objektív és teleszkópok).

4.1. A teljes optikai rendszer leírása

??? A különböző akusztikus frekvenciákhoz tartozó különböző eltérítési szögeket a ZEMAX-ban külön konfigurációkban veszem figyelembe. Az egyes konfigurációkban minden (4 darab) AO cellára kapcsolt hangfrekvencia a változó, a program számolja a megfelelő eltérítési szögeket. A konfigurációkat úgy választottam meg, hogy a letapogatott szögtartományt (akusztikus frekvenciatartományt) mind x , mind y irányban lefedje. Ez alapesetben öt konfigurációt jelent, egy a tengely mentén és a maradék az eltérítési tartomány négy sarkában. Például ha minden cellára $80MHz$ -et kapcsolunk, a nyaláb a tengely mentén fog haladni. A második eltérítő pár végzi a tulajdonképpeni x , y irányú szkennelést ezért, ha az x irányban eltérítőre a frekvenciatartomány két szélső értékének megfelelő frekvenciát adjuk az x irányú pásztázási tartomány két szélén haladó sugarat kapjuk meg. Tulajdonképpen rögtön látszott, hogy a rendszer szimmetriája miatt nem kell mind a két szélső sugarat nézni, elég a tengely mentén illetve egy x és egy y szélső sugarat vizsgálni. A 12. táblázatban látható 3 konfiguráció írja le ezeket a sugarakat. Az első eltérítő

Frekvenciák [Hz]	Konfigurációk		
	1	2	3
AO(x - z sík)	80	80	80
AO(y - z sík)	80	80	80
AO(x - z sík)	80	90	90
AO(y - z sík)	80	80	116

12. táblázat: Akusztóoptikai konfigurációk

párra csak a fókuszolt z irányú mozgatása miatt van szükség, így ezeket minden konfigurációban konstans $80MHz$ -re állítottam.

4.2. A prizmák csúcshögeinek változtatásával a nyalábátmérő változása

Abban a esetben, amikor a teljes optikai rendszert szeretnénk fázisban kikompensálni, akkor a két prizmat egymáshoz képest nagyságrendileg $4.5m$ -re kell elhelyezni. Ekkora távolságoknál már az egyes hullámhosszakhoz tartozó nyalábok egymáshoz képest eltolódhatnak az optikai tengelyre merőlegesen, ha a prizmák csúcshöge vagy a pozíciójuk szöge nem teljesen szimmetrikus. Ez az effektus ideális prizmák esetében minimális, de a valós prizma csúcshögeknél számottevő nagyságú. Értéke $2mm$ -es kezdeti nyalábátmérő esetében a tényleges (mért) prizma csúcshögeknél $0.1mm$ és $0.4mm$ között mozog, míg ideális prizmánál tized μm -es nagyságrendű (mely nagysága elhanyagolható). Azonban érdekes megfigyelni hogy az első prizma csúcshögeének 'minden' választásához találhatunk egy olyan második prizma csúcshöget, melynél a kompresszorba bemenő és kimenő nyaláb átmérőjének eltérése tized μm -es nagyságrendű (ezzel a 4.2. fejezet végén foglalkozunk). Ez azért érdekes, mert prizmaink mindhárom oldala polírozott, így

mindhárom szöge lehet csúcshö.

Megvizsgáltam, hogy a kompresszorból kilépő nyalábátmérő hogyan változik az egyes prizmak csúcshögének a változtatásával. A 13. táblázatban összefoglaltam a bemenő állandó paramétereket.

Alap beállítások a ZEMAX programhoz a teljes optikai rendszer vizsgálatánál	
1. prizma anyaga:	SF1
2. prizma anyaga:	SF1
központi hullámhossz:	795 nm
hullámhossz intervallum:	790 - 800 nm
ϑ :	59.555°
δ :	59.555°
két prizma közötti távolság:	4.5 m
2. prizma és a tükör távolsága:	150 mm

13. táblázat: Bemenő adatok

Ezeken kívül állandónak tartottam a központi hullámhosszon mind a két prizma esetében a fősugár és a prizma első felülete által meghatározott metszéspontnak és a prizma csúcának a távolságát (prizma éle). Ehhez vettem az ideális prizmat (SF1-es üveg esetében ez 60.890°) és ennél beállítottam bemenő paraméternek az 1. prizmában megtett úthosszat 3mm-re a 2. prizmában megtett úthosszat 8mm-re. Ezekhez az úthosszakhoz kiszámítottam az egyes prizmakhoz tartozó éleket (1. prizma éle: 2.960mm; 2. prizma éle: 7.894mm), melyeket állandónak tartottam a vizsgálat során. Azaz minden egyes új prizma ékszögénél a ZEMAX bemeneti paraméterei közül az adott prizmában megtett úthosszat annak megfelelően kellett megváltoztatni, hogy a prizma éle állandó maradjon. A 14., a 15. és a 16. táblázatban összefoglaltam a vizsgálatom eredményeit.

1. prizma csúcshög		2. prizma csúcshög	nyalábsugár
60.89°	ideális prizma beállítás	60.89°	1000.20 μm
60.480°	A prizma 1. szög	60.89°	1182.92 μm
60.341°	B prizma 1. szög	60.89°	1238.48 μm
59.873°	B prizma 2. szög	60.89°	1405.78 μm
59.826°	B prizma 3. szög	60.89°	1421.08 μm
59.825°	A prizma 2. szög	60.89°	1421.40 μm
59.712°	A prizma 3. szög	60.89°	1457.16 μm

14. táblázat: Az 1. prizma csúcshögének változtatása vs nyalábsugár

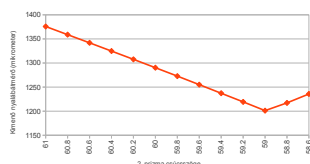
A 14. táblázatban az 1. prizma csúcshögét, illetve a 15. táblázatban a 2. prizma csúcshögét változtattam az ideális szögtől: 60.89° csökkentve a valós prizma csúcshögöken keresztül. Ezeknél a vizsgálatoknál az egyik csúcshögöt állandónak tartottam. Majd a 16. táblázatban megnéztem a tényleges prizma csúcshög párok mellett mekkora lesz a prizmas kompresszor kimenetén a nyaláb sugara (nyalábsugár), melyet a bemeneti nyalábátmérő feléhez kell viszonyítani: 1mm.

Megállapítható, hogy megfelelően megválasztott prizma csúcshögök mellett a különböző hullámhosszú nyalábok eltolódását minimalizálni lehet. A 14. és a 15. táblázatok alapján látható, hogy ha az ideális szögtől távolodunk a prizmak csúcshögöivel, akkor a nyalábsugár

1. prizma csúcsszöge	2. prizma csúcsszöge		nyalábsugár
60.89°	60.89°	ideális prizma beállítás	1000.20 μm
60.89°	60.480°	A prizma 1. szög	1040.94 μm
60.89°	60.341°	B prizma 1. szög	1054.78 μm
60.89°	59.873°	B prizma 2. szög	1101.00 μm
60.89°	59.826°	B prizma 3. szög	1105.61 μm
60.89°	59.825°	A prizma 2. szög	1105.71 μm
60.89°	59.712°	A prizma 3. szög	1116.77 μm

15. táblázat: A 2. prizma csúcsszögének változtatása vs nyalábsugár

megnö. Az 1. prizma csúcsszögének ugyanakkora mértékű változtatása jobban számít a nyalábsugár értékének növekedésében, mint a 2. prizmánál. Illetve a 16. táblázatból kiderül, a 2. prizma csúcsszögét nem az ideális prizmaszöghöz legközelebb lévő szögnek érdemes megválasztani, hanem első ránézésre a legtávolabbinak (legalábbis a mi prizma szögeink esetében ez állapítható meg). Még egy fontos konklúzió, hogy akkor a legkisebb a nyalábsugár értéke, ha az 1. prizma ékszögének az ideális szöghöz legközelebb eső csúcsszöget választjuk.



12. ábra: 2. prizma csúcsszög keresés

Úgy tűnik, hogy az 1. prizma csúcsszög minden értékéhez találunk egy olyan 2. prizma csúcsszög értéket, melyre a kompresszorból kilépő nyalábátmérő méretének növekedése minimalizálható. Nézzük meg például, hogy a 60.480°-hoz milyen csúcsszög fog tartozni. A ZEMAX programban a 2. prizma csúcsszögét csökkentve, úgy hogy az 1. prizma élét és a 2. prizma élét állandónak tartjuk a kimenő nyalábátmérő először csökken majd egy minimális érték után növekedni kezd. Ezt szemlélteti a 12. ábra. A minimális nyalábátmérőhöz tartozó szög 58.989°. Ez a tendencia más szögválasztásoknál is megfigyelhető.

A továbbiakban megvizsgálom az optikai rendszer elé helyezett kompresszor hatását a leképezésre.

4.3. Adott csúcsszögű prizmánál az optikai hibák vizsgálata

Három beállítást fogok a kompresszor nélküli rendszerrel összehasonlítani foltméret és esetleges optikai hibák szempontjából az 1., a 2. és az 3. konfigurációk esetében (melyeket a 12. táblázat tartalmazza).

- I. beállítás

Ideális prizma beállítás:

- 1. prizma csúcsszöge 60.890°

1. prizma csúcshöge		2. prizma csúcshöge		nyalábsugár
60.480°	A / 1.	60.341°	B / 1.	1129.04 μm
60.480°	A / 1.	59.873°	B / 2.	1083.94 μm
60.480°	A / 1.	59.826°	B / 3.	1079.44 μm
59.825°	A / 2.	60.341°	B / 1.	1369.29 μm
59.825°	A / 2.	59.873°	B / 2.	1325.59 μm
59.825°	A / 2.	59.826°	B / 3.	1321.23 μm
59.712°	A / 3.	60.341°	B / 1.	1405.31 μm
59.712°	A / 3.	59.873°	B / 2.	1361.85 μm
59.712°	A / 3.	59.826°	B / 3.	1357.52 μm
60.341°	B / 1.	60.480°	A / 1.	1198.50 μm
60.341°	B / 1.	59.825°	A / 2.	1135.65 μm
60.341°	B / 1.	59.712°	A / 3.	1124.92 μm
59.873°	B / 2.	60.480°	A / 1.	1366.69 μm
59.873°	B / 2.	59.825°	A / 2.	1305.29 μm
59.873°	B / 2.	59.712°	A / 3.	1294.82 μm
59.826°	B / 3.	60.480°	A / 1.	1382.07 μm
59.826°	B / 3.	59.825°	A / 2.	1320.81 μm
59.826°	B / 3.	59.712°	A / 3.	1310.37 μm

16. táblázat: Csúcshög változtatása (ténylegesen megvalósítható) vs nyalábsugár

– 2. prizma csúcshög 60.890°

• II. beállítás

Az 1. prizmához a nyalábátmérő minimalizálására kiválasztott 2. prizma csúcshöggel:

– 1. prizma csúcshög 60.480°

– 2. prizma csúcshög 58.989°

• III. beállítás

A legkisebb nyaláb változást okozó prizma beállítás, amely a tényleges szögek kombinálásával kivitelezhető:

– 1. prizma csúcshög 60.480°

– 2. prizma csúcshög 59.826°

Nézzük meg kicsit bővebben az egyes beállítások bemenő paramétereit. A célunk a prizmas kompresszorral a teljes optikai rendszer központi hullámhosszon lévő (795nm-en) 71806fs² fázistolásának kikompensálása. A beállításoknál az 1. és a 2. prizma élét tartjuk azonosnak a prizma csúcshögének a változtatása mellett. Mivel a ZEMAX-ban a bemenő paraméterünk nem a prizma élét, így a prizma csúcshögének változtatása magával vonzza a prizmában megtett út változtatását, abban az esetben ha a prizma élét nem szeretnénk, hogy megváltozzon. Illetve az adott 71806fs² fázistolás kikompensálásához a két prizma között lévő utat kell megfelelően megválasztanunk. Tehát a programban ezt az 5 paramétert változtatom meg az egyes beállítások között. Viszont az optikai rendszer szempontjából az lenne fontosabb, hogy a prizmas kompresszorból mindig ugyanakkora átmérőjű nyaláb lépjen ki (2.4mm), ezért a különböző

beállításokban a teljes belépő apertúrát ennek megfelelően kell megválasztani.

Nézzük meg a 17., a 18. és a 19 táblázatokban az I., a II. és a III. beállítás bemenő paramétereit.

1. prizma csúcshöge:	60.890°	az 1. prizmában megtett út:	3mm
2. prizma csúcshöge:	60.890°	az 2. prizmában megtett út:	8mm
a két prizma között megtett út:	4522mm		
a prizmával kikompensált fázis 795nm-en		az 1. konfigurációban:	+ 5.5611 fs ²
		a 2. konfigurációban:	+ 1.1588 fs ²
		az 3. konfigurációban:	+ 5.4381 fs ²
bemenő nyalábsugár:	1200μm	a kimenő nyalábsugár:	1200.18μm
Huygens PSF		1. konfigurációban	0.9941
		2. konfigurációban	0.4542
		3. konfigurációban	0.4547

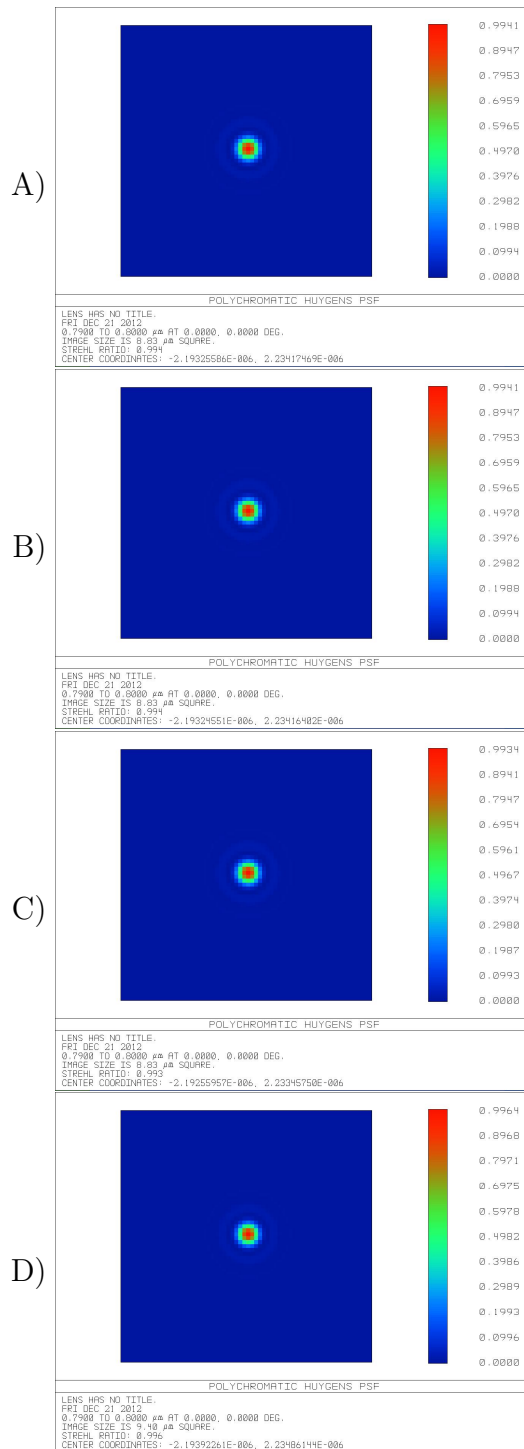
17. táblázat: I. beállítás paramétereit

1. prizma csúcshöge:	60.480°	az 1. prizmában megtett út:	2.976mm
2. prizma csúcshöge:	58.989°	az 2. prizmában megtett út:	7.702mm
a két prizma között megtett út:	4873mm		
a prizmával kikompensált fázis 795nm-en		az 1. konfigurációban:	- 2.3371 fs ²
		a 2. konfigurációban:	-6.7524 fs ²
		az 3. konfigurációban:	-2.4536 fs ²
bemenő nyalábsugár:	1200μm	a kimenő nyalábsugár:	1200.12μm
Huygens PSF		1. konfigurációban	0.9934
		2. konfigurációban	0.4533
		3. konfigurációban	0.4539

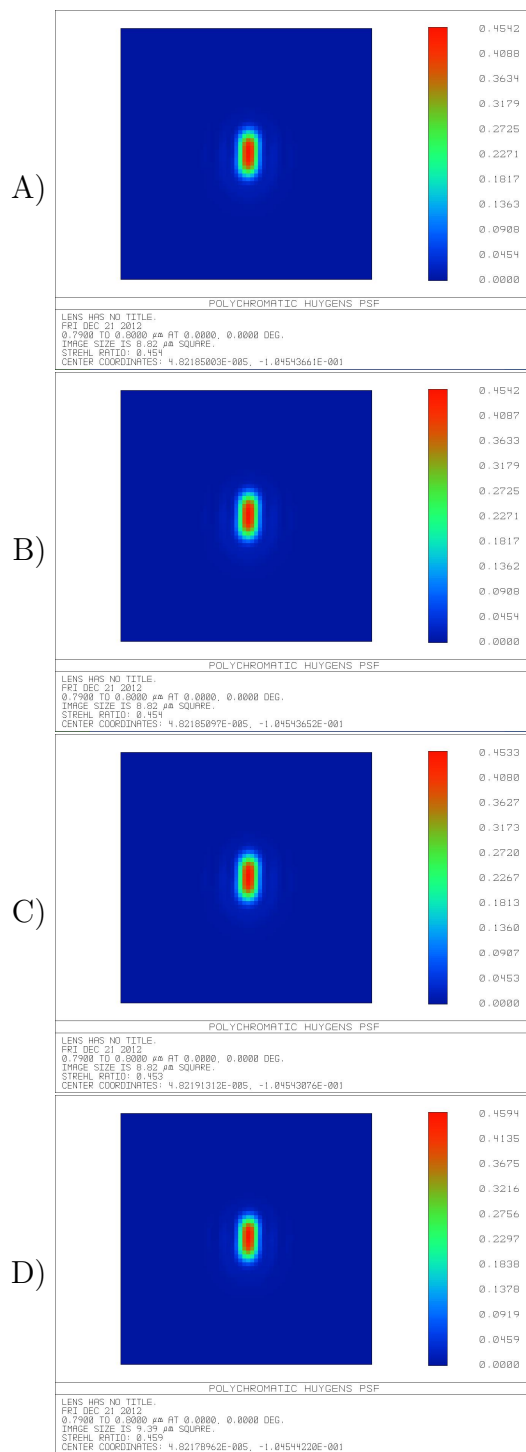
18. táblázat: II. beállítás paramétereit

1. prizma csúcshöge:	60.480°	az 1. prizmában megtett út:	2.976mm
2. prizma csúcshöge:	59.826°	az 2. prizmában megtett út:	7.832mm
a két prizma között megtett út:	4714mm		
a prizmával kikompensált fázis 795nm-en		az 1. konfigurációban:	- 0.9841 fs ²
		a 2. konfigurációban:	+28.0711 fs ²
		az 3. konfigurációban:	+12.9803 fs ²
bemenő nyalábsugár:	1125μm	a kimenő nyalábsugár:	1199.76μm
Huygens PSF		1. konfigurációban	0.9964
		2. konfigurációban	0.4594
		3. konfigurációban	0.4629

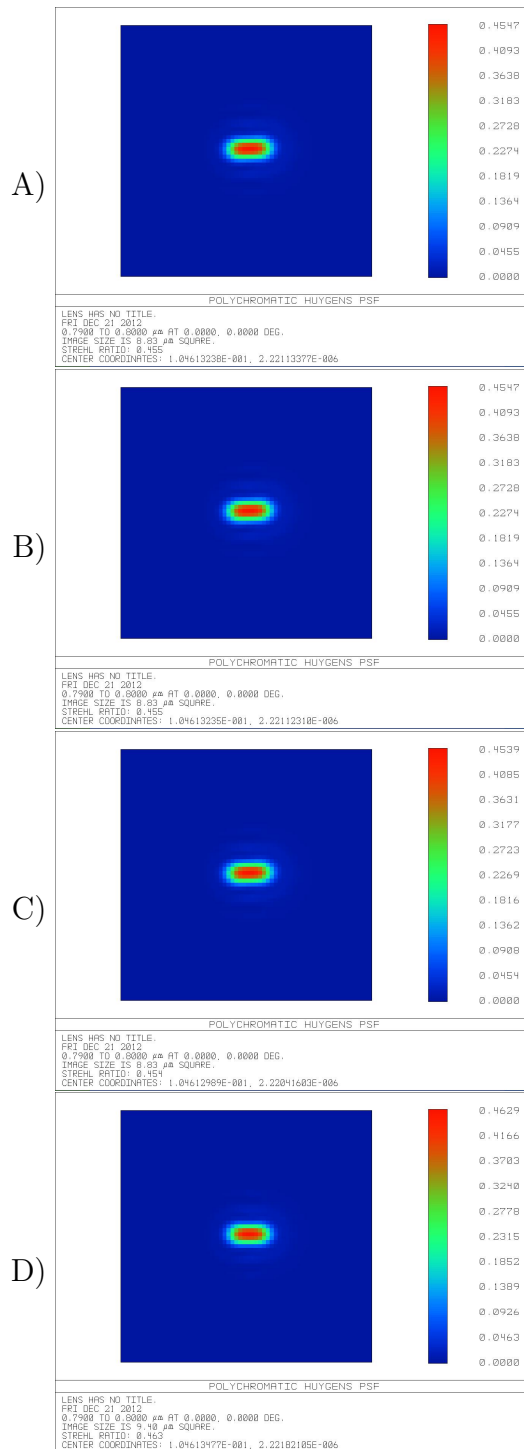
19. táblázat: III. beállítás paramétereit



13. ábra: Az 1. konfigurációnál a Huygens PSF négy beállításban



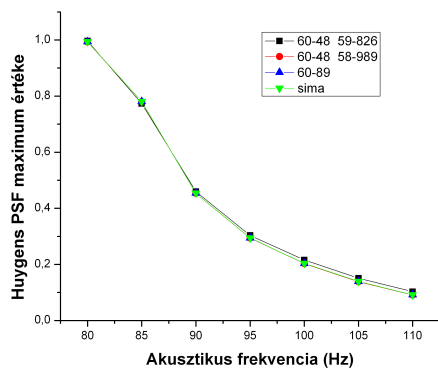
14. ábra: A 2. konfigurációnál a Huygens PSF négy beállításban



15. ábra: A 3. konfigurációnál a Huygens PSF négy beállításban

A 13., a 14 és a 15. ábrákon a kompresszor nélküli rendszerhez tartozik az **A** kép, az I. beállításhoz a **B** kép, a II. beállításhoz a **C** kép illetve a III. beállításhoz a **D** kép tartozik a különböző konfigurációk esetében. Mind a négy képen a Huygens-féle PSF látható.

?? ??
konklúzió



5. Laboratóriumi mérések eredményei

5.1. Méréshez szükséges eszközök

A méréseket a BME Atomfizika Tanszék A66 spektroszkópia laboratóriumában végeztem egy Spectra-Physics Tsunami Ti:zafír lézerrel, amely nagy sávszélességű impulzusokat sugároz: 16nm FWHM a felső határ, mely tükrök és rezonátoron belüli prizmák segítségével állítható be. Ez 100fs nagyságrendű lézerimpulzusok létrehozását teszi lehetővé. A lézer széles spektrumon hangolható ($750\text{nm} - 900\text{nm}$) és az alap impulzus-ismétlődési frekvenciája 80MHz . A vizsgálataimat impulzusok diszperziójának kompenzálására végeztem el, melynél az impulzus-ismétlődési frekvencia korlátozása nem szükséges. A lézerből kijövő teljesítmény impulzus üzemmódban 600mW körüli volt. A hullámhossz maximumát a mérések között körülbelül 780nm és 810nm között változtattam, hogy mindig az adott beállításra jellemző legjobb impulzust kapjuk. A lézer pumpálása egy 5W -os frekvenciakétszerezett Nd:YAG pumpáló lézerrel van megvalósítva, amelynek kezelése óvatosságot igényel. A lézer folyamatos üzemmódból történő impulzus üzemmódba való átugrasztása a prizmák gyors mozgatásával valósítható meg. Az impulzus üzemmód kialakítását követően önfenntartó, de külső behatások hatására visszaugorhat folytonos üzemmódba, mindenképpen biztosítani kell a mechanikai stabilitást. Impulzus üzemmódban a kívánt sávszélességet a prizmák finom mozgatásával lehet elérni. A lézer üzemmódját számítógépre kötött spektrométer időszakos ellenőrzésével kell ellenőrizni. Nem megfelelő beállítás esetében a kiszélesedő spektrumban CW csúcs is megjelenhet, mely könnyen kiküszöbölhető a belső prizmák utána állításával.

A mérések során AO cellák diszperziójának kikompensálását végeztem el, mert ezek általában nagy diszperziójú TeO_2 kristályból voltak, melyek jó optikai áteresztőképességgel és nagy törésmutatóval rendelkeznek. A rendelkezésemre álló AO cellák hossza 10mm , 20mm és 30mm volt, ezek kombinálásával nagyobb diszperziót is elő lehet állítani.

Az impulzusok időbeli hosszának vizsgálatát a laborban található APE Mini Autokorrelátor-ral végeztem, mely egy interferometrikus autokorrelátor (bővebben az 1.1.4. fejezetben).

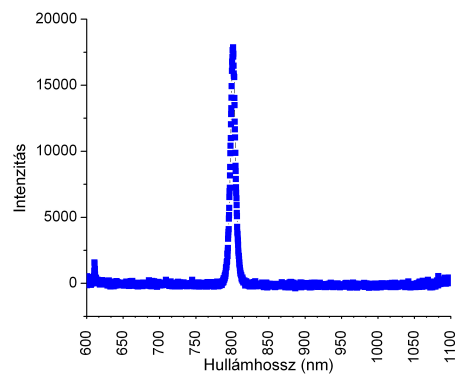
5.2. Mérés

Az általam épített prizmás kompresszorral az impulzusba negatív diszperziót lehet bevinni, mellyel képesek vagyunk az AO cella másodrendű fázistolását kikompenzálni. Ezzel a lézerből kijövő impulzus időbeli hossza körülbelül visszaállítható az AO cellát követően. A prizmás kompresszorom két prizmából állt, melyekre a vízszintesen polarizált lézerfény Brewster-szögben esett, ekkor minimális volt a prizmák első felülete általi reflexió. Az első prizma a fényt frekvencia komponensekre bontotta és az így keletkezett divergens nyaláb 2. prizmára esett úgy, hogy a központi frekvencia komponens Brewster-szögben essen a második prizmára. A második prizmából kilépő fény két egymással 90° -ot bezáró dielektrikus tükrökre esett rá, melynek a fényút függőlegesen történő felemelése volt a célja. Így a nyaláb visszafelé ugyanazon az úton terjedt (a 2. prizmán majd az 1. prizmán keresztül) csak egymás felett. Ezzel tettük lehetővé, hogy a nyaláb kicsatolhatóvá váljon egy tükrő használatával az 1. prizma előtt. Sajnos ennek a módszernek a hátránya, hogy a frekvencia tartomány elhangolódásával a prizmák belépő szögeit és a távolságokat újra be kell állítani.

Abban az esetben, ha az impulzust kialakító frekvencia tartományt sikerül azonosnak tartani (nem csavarjuk el a lézert, illetve a rendszer nem ugrik ki az impulzus üzemmódból), akkor a prizmák szögeit nem kell megváltoztatni. Ekkor egy adott spektrális fáziskülönbség kikompensálásához elegendő a távolságokat megváltoztatni. A laboratóriumi mérési összeállításunk úgy van felépítve, hogy a prizmák távolságát könnyen lehessen változtatni. Ehhez a második

prizmát egy mozgatható sínre szereltük fel, mellyen nem csak hosszában, hanem a sínre merőlegesen is eltolhatjuk a prizmat. Mivel a sín tengelye nem biztos, hogy párhuzamos a lézernyalábbal, így a tengelymenti mozgatás következtében a prizmat máshol érné a nyaláb, de ez utána állítható a merőleges mozgatóval így elérhető, hogy a prizma a nyaláb ugyanott essen. ??

A vizsgálatok során a mérési eredményeket az elméletileg várt eredményekkel vetjük össze. Ehhez szükségünk van annak meghatározására, hogy a lézerből kijövő impulzusnak mekkora az időbeli hossza, illetve az anyagon való áthaladás következtében ez hogyan változik meg. Ennek meghatározásához először a lézerből kijövő impulzus sávzélességének ismerete szükséges. A számítógépre kötött spektrométer méri az impulzus intenzitásának hullámhosszfüggését. Ez látható a 16. ábrán.



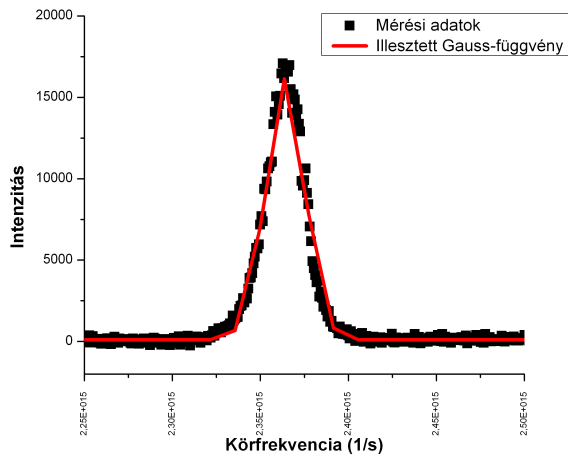
16. ábra: Mért intenzitás hullámhosszfüggése

A 16. ábrán az intenzitásbeli csúcs körülbelül 790nm -tól 810nm -ig tart. Az impulzus időbeli hosszának meghatározásához az intenzitás körfrekvencia függésére van szükségünk. A 16. ábra vízszintes tengelyét hullámhosszról (λ) körfrekvenciára (Ω) egy egyszerű összefüggés segítségével átskálázhatjuk: $\Omega = \frac{c}{\lambda} \cdot 2\pi$, ahol $c = 299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ a fénysebességet jelöli. Így megkapjuk az intenzitás körfrekvenciafüggését, mely a 17. ábrán látható.

Az illesztett egyenes egyenlete a 16. összefüggésnek megfelelően: $y = D + A \cdot e^{-\frac{(x-\omega_l)^2 \cdot \tau_G^2}{2}}$ volt. Az illesztett görbe paramétereit a 17. ábra melletti táblázatban foglaltam össze. Az illesztett paraméterekből abban az esetben, amennyiben a különböző körfrekvenciakomponensek között nincs fáziseltérés az impulzus minimális időbeli hossza meghatározható $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \tau_G = 113,13\text{fs}$. Amennyiben az impulzus optikai elemeken halad keresztül, a különböző körfrekvenciakomponensek között fáziseltérés fog fellépni. Ebben az esetben nem lehet ilyen egyszerűen meghatározni az impulzus időbeli hosszát.

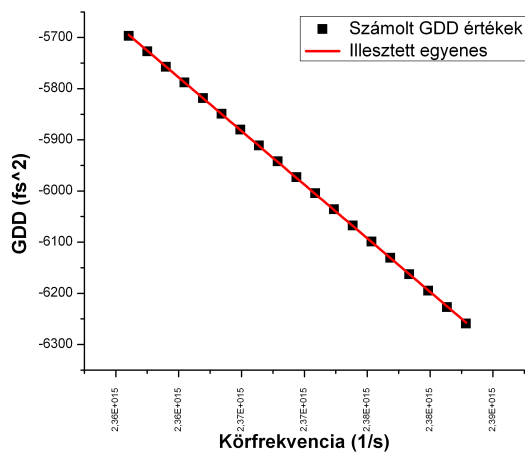
Csörpölt impulzus időbeli hosszának meghatározásához ismernünk kell a különböző körfrekvenciák fáziseltérésének mértékét, mely általában lineáris függést mutat, mely azt jelenti, hogy a rendszer TOD (harmadrendű spektrális fázis) is megjelenik. Az inverz Fourier-transzformáció számolásánál ezt nem veszem figyelembe, hanem csak a központi hullámhosszon lévő GDD-vel számolok.

A 18. ábrán egy két prizmás kompresszor GDD-je, illetve az ábra mellett lévő táblázatban az illesztett egyenes $y = A + B \cdot x$ paramétereit láthatóak. A kompresszor bemeneti paramétereit a 20. táblázat tartalmazza.



	Érték	Hiba
A	16836.3	57.3
D	-76.72	4.28
$\omega_l \left[\frac{1}{s} \right]$	$2.35213 \cdot 10^{15}$	$4.46 \cdot 10^{10}$
$\tau_G [s]$	$9.60817 \cdot 10^{-14}$	$3.554 \cdot 10^{-16}$

17. ábra: Mért intenzitás körfrekvenciafüggése és az illesztett paraméterek



	Érték	Hiba
$A [fs^2]$	43692.3659	75.44736
$B [fs^3]$	$-2.0962 \cdot 10^{-11}$	$3.18422 \cdot 10^{-14}$

18. ábra: Kompresszor GDD-jének körfrekvencia függése

Kompresszornál a GDD a központi hullámhosszon: $-5973.24169 fs^2$. Ezzel számolva a fázist az intenzitásnak a időfüggvényére illesztett Gauss-függvény ($y = A \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\tau_G}\right)^2}$) paramétereit a 19. ábra melletti táblázat tartalmazza. Még nincs ábrám(SF1-es üveg esetében az)???

	Érték	Hiba
A	490.65059	0.05982
$\tau_G [s]$	$2.66717 \cdot 10^{-13}$	$3.75916 \cdot 10^{-17}$

19. ábra

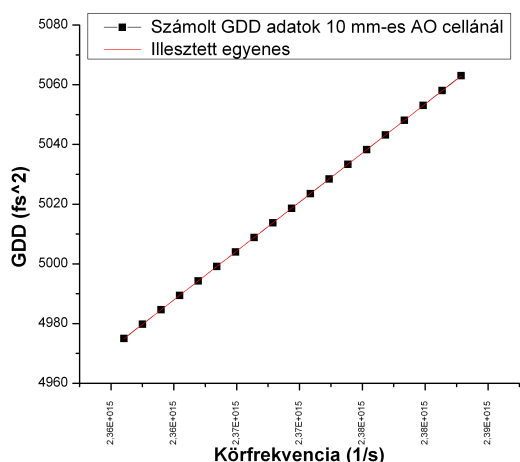
Ezek után a τ_G illesztett paraméterből az impulzus időbeli hossza kiszámítható: $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot$

bemeneti hullámhossztartomány	790nm - 800 nm
központi hullámhossz	795 nm
a két prizma üveganyaga	SF1
az első prizmánál a nyaláb beesési szöge	59.555°
az első prizma csúcshöge	59.712°
a második prizmánál a nyaláb beesési szöge	59.555°
a második prizma csúcshöge	59.826°
1. prizmában megtett út	3 mm
a két prizma között megtett út	600 mm
a 2. prizmában megtett út	8 mm
a 2. prizma után a tükörig megtett út	150 mm

20. táblázat: Kompresszor beállítási paramétere

$$\tau_G = 314fs.$$

Az AO cella hatására fellépő másodrendű spektrális fázis (GDD) a vizsgált hullámhossz tartományban pozitív, így a kompresszorral létrehozott negatív GDD-vel ezt lehetőségünk lesz ki-kompenzálni. Nézzük meg mi történik az impulzussal, ha áthalad egy 10mm hosszú akusztóoptikai cellán. A 20. ábrán látható egy AO cellán való áthaladás következtében fellépő GDD-nek



	Érték	Hiba
$A[fs^2]$	-2755.66326	3.99964
$B[fs^3]$	$3.28117 \cdot 10^{-12}$	$1.68803 \cdot 10^{-15}$

20. ábra: 10mm-es AO cella GDD-jének körfrekvencia függése

a körfrekvencia függése. Láthatóan itt is lineáris függ a GDD a körfrekvenciától. Azaz TOD jelenik meg a rendszerben, melyet a számolás során nem vettem figyelembe.

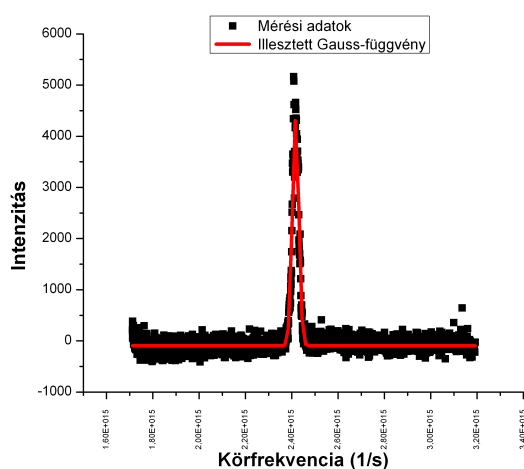
10mm AO cellánál a GDD értéke a központi hullámhosszon: $+5018.59381fs^2$. Ezzel számolva a spektrális fázist, az intenzitásnak a időfüggvényére (mely a 21. ábrán látható) illesztett Gauss-függvény paramétereit a 21. ábra melletti táblázat tartalmazza. Itt is az illesztett τ_G paraméterből kiszámítható az impulzus időbeli hossza, melyre $271fs$ -ot kapunk. Tehát pozitív GDD is az impulzus időbeli hosszának megnyúlását okozza. Még nincs ábrám???

	Érték	Hiba
A	568.61774	0.32192
$\tau_G [s]$	$-2.3027 \cdot 10^{-13}$	$1.50131 \cdot 10^{-16}$

21. táblázat: Illesztett paraméterek

5.3. Impulzus időbeli hossz linearitása a GDD-vel

Megvizsgáltam egy adott spektrum esetében, mely a 21. ábrán látható, hogy különböző GDD-k mellett mekkora lesz az impulzus időbeli hossz. Így első lépésben a 21. ábrán látható intenzitás körfrekvencia függésre Gauss-függvényt illesztettem, melynek a számunkra fontos paramétereit a 21. ábra melletti táblázat tartalmazza.



	Érték	Hiba
$\omega_l \left[\frac{1}{s} \right]$	$2.41621 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^{11}$
$\tau_G [s]$	$7.27423 \cdot 10^{-14}$	$6.97 \cdot 10^{-16}$

21. ábra: Mért intenzitás körfrekvenciafüggése és az illesztett Gauss-görbe fontos paramétereit

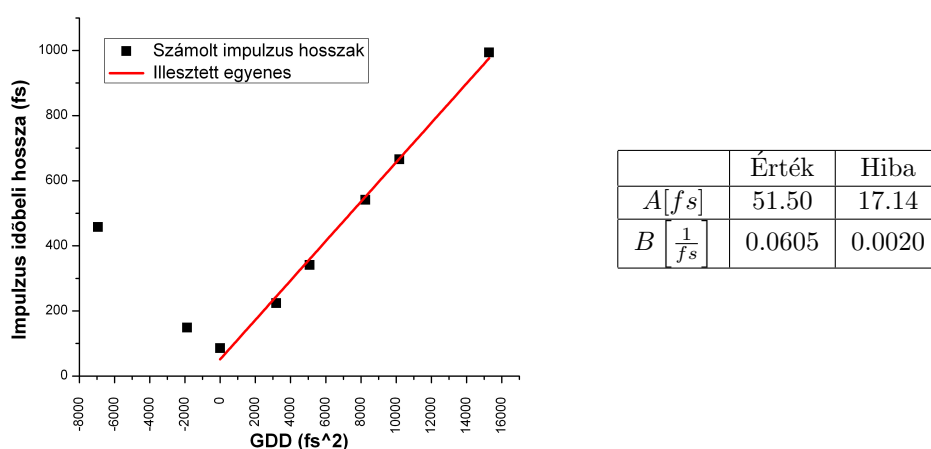
A τ_G paraméterből rögtön meghatározható a 21. ábrán látható spektrumhoz tartozó impulzus minimális időbeli hossza, mely $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \tau_G = 85.71 fs$.

Adott GDD-hez tartozó impulzus időbeli hosszot csak a spektrum inverz Fourier-transzformációja után kapott intenzitás idő függésre illesztett Gauss-görbe paramétereiből lehet meghatározni. 7 különböző optikai elrendezést vizsgáltam, melyek a következők voltak: egy, kettő illetve három AO cellán; kompresszoron; kompresszoron plusz egy, kettő illetve három AO cellán történő áthaladás.

Első lépésben meghatároztam a ZEMAX program segítségével ezen optikai elrendezések GDD-jét. Ezt a 22. táblázat 2. oszlopa tartalmazza. Ezek után inverz Fourier-transzformációt hajtottam végre minden egyes elrendezésre. A kapott intenzitás idő spektrumokra Gauss-görbét illesztve, az illesztett τ_G paraméterből lehetett megkapni az impulzus időbeli hosszát a már sokszor említett $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \tau_G$ összefüggéssel. Ez látható a 22. táblázat 3. oszlopában. Ábrázolva az impulzus időbeli hosszokat a GDD függvényében (melyet a 22. ábrán láthatunk), az impulzus időbeli hosszát csak a pozitív GDD-kenél nézve linearitás tapasztalható. Így erre a szakaszra egyenest illeszttem ($y = A + B \cdot x$). Az illesztett paramétereket a 22. ábra melletti táblázat tartalmazza.

Optikai elemek	GDD [fs^2]	Impulzus időbeli hossza [fs]
-	0	85.71
1 AO cella	5093.44	340.94
2 AO cella	10186.88	665.52
3 AO cella	15280.32	993.68
kompresszor	-6940.99	457.79
kompr. + 1 AO cella	-1877.86	148.82
kompr. + 2 AO cella	3185.28	223.46
kompr. + 3 AO cella	8248.84	541.26

22. táblázat: GDD és az impulzus időbeli hossza



22. ábra: Az impulzus időbeli hossza a GDD függvényében és az illesztett egyenes paramétere

Egy másik intenzitás-körfrekvencia spektrummal is elvégeztem ezt a vizsgálatot. A végeredményeket a 23. ábra és a mellette lévő táblázat tartalmazza.

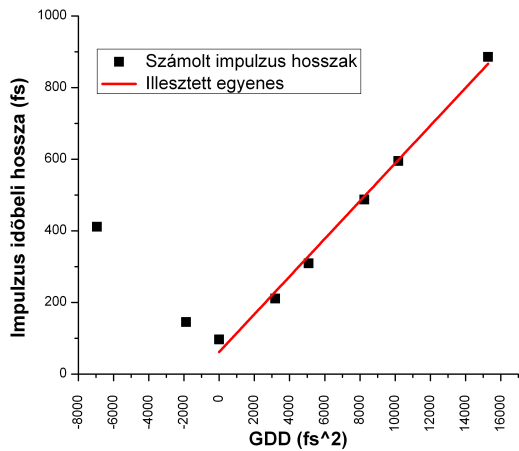
Itt is linearitást tapasztaltam az impulzus időbeli hossza és a pozitív GDD között. Így azt várom, hogy a laboratóriumi mérésben a fénynyaláb útjába egy, kettő illetve három AO cella behelyezésénél az impulzus időbeli hossza lineárisan növekedni fog.

5.4. Összevetések

A laborban kapott eredmények összevetése a számolt impulzushosszakkal...

5.5. SF6 üvegből készülő új prizmás kompresszor tervezése

Modellezési eredményeim alapján megterveztem egy SF6 üvegből készülő új prizmás kompresszort (új prizmákat terveztem). Ehhez először a ZEMAX program katalógusából kikerestem az SF6 üveghez tartozó K_1, K_2, K_3 és L_1, L_2, L_3 paramétereket, melyekről bővebben a 2.2. fejezetben volt szó. Ezen paramétereket a 18. képletbe behelyettesítve meghatározható az SF6



	Érték	Hiba
$A[fs]$	61.76	17.51
$B \left[\frac{1}{fs} \right]$	0.05267	0.00204

23. ábra: Az impulzus időbeli hossza a GDD függvényében és az illesztett egyenes paraméterei

üveg törésmutatója: $n_{SF6} = 1.7847$. Ennek ismeretében az 1.5. fejezetben leírtak alapján kiszámítottam a prizma csúcshögét a következő képlettel: $\alpha = 2 \cdot a \sin(\sin(\vartheta) \cdot \frac{1}{n})$. Így az SF6 üvegből készült prizma ékszögére $\alpha_{SF6} = 58.5250^\circ$ -ot kaptam.

Két darab SF6-os szabályos háromszög alakú prizma állt rendelkezésre. Ezen prizmák egyik 60° -os csúcshögéből kellett kialakítani a 58.5250° -os ékszögöt. Mivel az optikai műhelyben csak a csiszoló alapjával párhuzamos felületet lehet csiszolni, így egy olyan szerszámot kellett megterveznem, mely megoldja ezt a problémát. A 24. rajzon látható a tervezett szerszám. A

24. ábra: A tervezett szerszám a prizmák csiszolásához

prizmának két aktív felülete lesz, mely az 58.5250° -ot fogja közre. Így ezeket kell majd csiszolni, aztán pedig polírozni. Az optikai műhelyben csak tized fokos pontossággal tudnak dolgozni, így a szög felesleges számukra négy tizedesen megadni. Ezért szerepel az 58.5250° helyett a 24. rajzon a 58.5° . A mechanikai műhelyben elkészítették a tervezett szerszámot, melybe az optikai műhelyben a prizmákat behelyezve elkezdődhet a prizmák 58.5° -os szögét közrefogó egyik oldalának a csiszolása. A másik oldal csiszolásánál a prizmát úgy kellett forgatni, hogy alulra kerüljön a prizmák 61.5° -os szöge.

A prizmákat tartó szerszám körülbelül 1 hét alatt készült el, a prizmák csiszolása pedig körülbelül 2 hétig tartott.

A továbbiakban az SF6 üvegből készült prizmás kompresszor történő méréseket tervezzük...

Összefoglalás

Hivatkozások

- [1] Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale, by Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph
- [2] Bevezetés a Modern Optikába I. kötet, by Richter Péter
- [3] http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_autocorrelation