

Döntött prizma által okozott terjedési irány szögdiszperzió mérése leképező spektrográffal és Fabry-Perot interferométerrel

TDK dolgozat

Készítette

Andrásik Attila

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezetők

Dr Kovács Attila Pál

adjunktus

Dr Osvay Károly

egyetemi docens

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2012

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
I. Elméleti háttér	4
I. 1. Impulzusok jellemzése	4
I. 2. A szögdiszperzió típusai és hatása az impulzus alakjára	5
I. 2. 1. Fázisfront szögdiszperzió	5
I. 2. 2. Terjedési irány szögdiszperzió	6
I. 2. 3. Vízszintesen álló prizma szögdiszperziója	7
I. 3. A szögdiszperzió mérési módszerei	8
I. 3. 1. A leképező spektrográfon alapuló módszer	8
I. 3. 2. A Fabry-Perot interferométeren alapuló módszer	9
II. Célkitűzés	12
III. Eredmények	13
III. 1. Modell a döntött prizma szögdiszperziójának leírására	13
III. 2. Szögdiszperzió mérése leképező spektrográffal	15
III. 2. 1. A kísérleti elrendezés	15
III. 2. 2. Mérési eredmények	17
III. 3. Szögdiszperzió mérése Fabry-Perot interferométerrel	18
III. 3. 1. A kísérleti elrendezés	18
III. 3. 2. Mérési eredmények	20
IV. Összefoglalás	23
Irodalomjegyzék	24

Bevezetés

Amikor keresztülengedünk egy ultrarövid lézerimpulzust egy prizmán, vagy egy optikai rácson, akkor a prizmából kilépő impulzus idő- és térbeli alakja megváltozik amiatt, hogy a prizma az impulzus különböző frekvenciájú spektrális komponenseit különböző irányokba téríti el. Fázismodulált impulzuserősítésen alapuló lézerekben az erősítő előtt az ún. mag impulzust időben ki kell nyújtani, míg az erősítés után pedig össze kell nyomni. E célra impulzuskompresszorokat illetve nyújtókat alkalmaznak. Ezen eszközökben rendszerint két egymással szembe fordított prizrát vagy rácsot alkalmaznak azért, hogy az impulzusok spektrális komponensei a kompresszort, nyújtót elhagyva egy irányban haladjanak,.. Jól beállított prizmapár, vagy rácpár esetén az impulzusok spektrális komponensei időben, és térben egymást átfedve haladnak. Ha azonban a beállítás nem tökéletes, akkor az egységet elhagyó impulzus komponenseinek terjedési iránya különböző lesz, azaz fellép a terjedési irány szögdiszperzió, mely a fent említettek szerint az impulzustorzulást okoz. Ezért nagyon fontos a terjedési irány szögdiszperzió minél pontosabb mérése.

A terjedési irány szögdiszperzió mérésére általánosan elterjedt módszer a leképező spektrográfon alapul. A módszer nagyon jól használható, amennyiben egy függőleges törőélű prizma vízszintes síkban okozott terjedési irány szögdiszperzióját akarjuk kimérni. Azonban ha a prizma törőéle kicsit megdőlt, akkor már két mérésre van szükségünk ahhoz, hogy a szögdiszperzió értékét megkapjuk, egy vízszintes és egy függőleges síkbeli mérésre. Ez időigényes, nehézkes, és rendszerint az egyik irányban leromlik a mérés pontossága. Az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén kidolgozott új, a Fabry-Perot interferométeren alapuló mérési eljárás alkalmas arra, hogy kiküszöbölje a problémát. Így lehetővé válik egyidőben két dimenzióban mérni a szögdiszperziót, mellyel a mérési folyamat jelentősen meggyorsítható. Dolgozatom célja e két módszer összehasonlítása egy döntött prizma által okozott terjedési irány szögdiszperzió mérésén keresztül.

Dolgozatomban először áttekintést nyújtok a szükséges elméleti ismeretekről, mely során ismertetem a hagyományos és az újonnan kidolgozott szögdiszperzió mérési módszert. A célkitűzések megfogalmazása után bemutatom a mérési eredményeimet. A dolgozatom zárásaként egy rövid összefoglalót írok a munkámról és a következtetéseimről.

A méréseket az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének Tewati-Helios lézer laboratóriumában végeztem el.

I. Elméleti háttér

I.1 Impulzusok jellemzése

Az ultrarövid impulzusok felfoghatók, mint különböző frekvenciájú monokromatikus hullámok összege, melyek adott amplitúdóval és spektrális fázissal rendelkeznek. Tegyük fel, hogy az impulzust alkotó spektrális komponensek síkhullámok. Egy a z-tengely mentén haladó, ω körfrekvenciájú monokromatikus síkhullám térerőssége: [1-3.]

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (1)$$

ahol E_0 a hullám amplitúdója, k a hullámszám, és φ a kezdő fázis, t az idő. Az impulzus, ahogy fentebb említettük, különböző frekvenciájú monokromatikus síkhullámok összegéként állítható elő, azaz:

$$E'(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(\omega) e^{i(\omega t - kz + \varphi(\omega))} d\omega \quad (2)$$

Vegyük észre, hogy ebben az esetben a különböző frekvenciájú hullámoknak eltérő az amplitúdója, és a kezdőfázisa. Sok esetben nemcsak a térerősség időfüggését szoktuk megadni egy impulzus esetében, hanem az intenzitását is, melyet a térerősségből az alábbi módon számolható:

$$I(t) = E(t)E^*(t), \quad (3)$$

ahol $E^*(t)$ az $E(t)$ térerősség komplex konjugáltja. Az impulzus időbeli alakjának jellegzetes vonásait a $\varphi(\omega)$ spektrális fázisfüggvénynek az impulzus ω_0 központi frekvenciája körül kapott Taylor sor:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \frac{d\varphi}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\varphi}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 \quad (4)$$

együtthatóival jellemezzük:

$$\varphi_1 = \frac{d\varphi}{d\omega}; \quad \varphi_2 = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}; \quad \varphi_3 = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \quad \text{stb.} \quad (5)$$

A φ_1 -et csoportkésleltetésnek nevezzük, mely tag az impulzus időbeli késésért felelős, azaz az időbeli alakját nem változtatja meg. Ezzel ellentétben a φ_2 , azaz a csoportkésleltetés-diszperzió (GDD) az impulzus időbeli megnyúlását okozza, illetve időbeli csörpöt is okoz. Ez utóbbi azt jelenti, hogy az impulzus vivőfrekvenciája időben változik. Ha a GDD értéke negatív, akkor az impulzus elején vannak a nagyobb frekvenciájú komponensek, míg ha az értéke pozitív, akkor viszont a végére kerülnek. Ha a Taylor sor harmad és magasabb rendű tagjai elhanyagolhatóak, akkor az impulzus τ időbeli félértékszélessége:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2 \varphi_2}{\tau_0^2}\right)^2}, \quad (6)$$

,ahol τ_0 az impulzus ún. transzform limitált időbeli hossza. Ez az az időtartam, ami akkor áll elő, amikor a Taylor-sorfejtésben a másodrendtől felfelé minden együttható zérus, azaz ez az a legrövidebb időtartam, ami az adott spektrum mellett előállhat [1, 2]

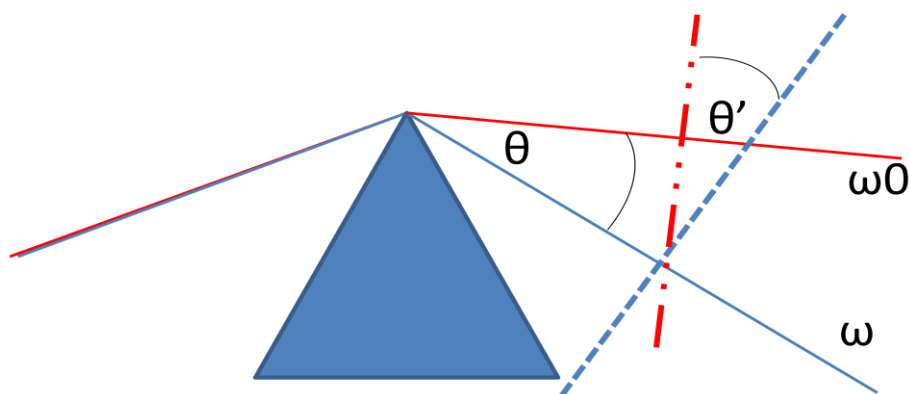
I.2. A szögdiszperzió típusai és hatása az impulzusra

Amikor egy ultrarövid impulzus egy prizmán áthalad, a prizma az impulzust alkotó különböző frekvenciájú komponenseket különböző irányba téríti el. Ez a helyzet előfordulhat akkor is, ha a lézerrendszerekben gyakran alkalmazott prizmás vagy rácsos impulzuskompresszor prizmapárja vagy rácspárja nincs jól beállítva, azaz nem párhuzamosak egymással a megfelelő optikai felületek. Szögdiszperziót létrehozhat egy a fényútba helyezett optikai lemez is, ha nem párhuzamos a két felülete. Kérdés, hogy milyen fizika hatása van a szögdiszperzióknak az impulzus idő- és térbeli alakjára.

A szögdiszperzióknak két fajtája van, a fázisfront szögdiszperzió, és a dolgozatomban is vizsgált terjedési irány szögdiszperzió. A két fajta szögdiszperzió síkhullámok esetén megegyezik, de Gauss nyalábok esetén különbözőek.

I.2.1. Fázisfront szögdiszperzió

A prizmán áthaladt impulzus ω és ω_0 körfrekvenciájú spektrális komponenseinek terjedési irányát, illetve fázisfrontjainak helyzetét az 1. ábrán szemléltetem.

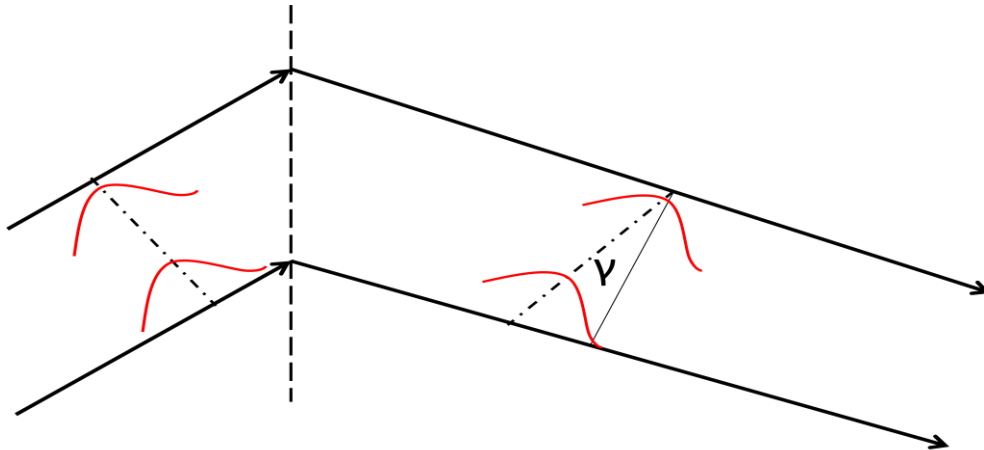


1. ábra: Síkhullámok esetén a két különböző frekvenciához tartozó fázisfront, és terjedési irány által bezárt szög megegyezik

Az ω frekvenciájú komponens terjedési irányának az impulzus központi ω_0 frekvenciájú komponensének terjedési irányával bezárt szöget θ -val jelöljük, míg a komponensek fázisfrontjai által bezárt szöget θ' -vel. Fázisfront szögdiszperzió alatt az

$$\varepsilon_f(\lambda) = \frac{d\theta'}{d\lambda} \quad (7)$$

mennyiséget értjük. A fázisfront szögdiszperzió jelenlétének fontos következménye az impulzusfrontok megdőlésének jelensége, ahogy az alábbi 2. ábrán is látszódik. Az ábrán a γ szög jelöli az impulzusfront dőlési szögét. Egy lefókuszált lézerimpulzus esetében az impulzusfront dőlése lerontja a nyaláb maximális intenzitását a fókuszpontban azáltal, hogy megnöveli az impulzus időtartamát ebben a pontban, ami egy fény-anyag kölcsönhatással kapcsolatos kísérletnél problémát okozhat.



2. ábra: Impulzusfront dőlése szögdiszperzív optikai elem után

A fázisfront szögdiszperzió mérése kidolgozott egyik módszer egy fordított karú Mach-Zehnder interferométert használ, melynél az egyik karban eggyel többször tükröződik az impulzus, és így az interferométer kimentén, két egymást keresztező impulzusfront halad. A fázisfront szögdiszperzió értékét az egymáshoz képest ellentétesen döntött impulzusfrontok között bezárt szög méréseiből határozzák meg. [4,5] Egy másik módszer a fent említett eljárás továbbfejlesztése, amikor is a Mach-Zehnder interferométer kimeneténél egy leképező spektrográfot helyeznek el, és a fázisfront szögdiszperzió értéke a spektrálisan és térben bontott interferencia csíkok periódusának hullámhossz függéséből adódik. [6]

I.2.2. Terjedési irány szögdiszperzió

A terjedési irány szögdiszperzió az impulzust alkotó különböző spektrális komponensek terjedési iránya között bezárt szög hullámhossz-függését jellemzi. Az 1. ábrán látszik, hogy az impulzus áthaladva a szögdiszperzív elemen komponenseire bomlik. Egy ω frekvenciájú komponens θ szögben térül el az ω_0 központi frekvenciájú komponenshez képest. A terjedési irány szögdiszperzió értékét az

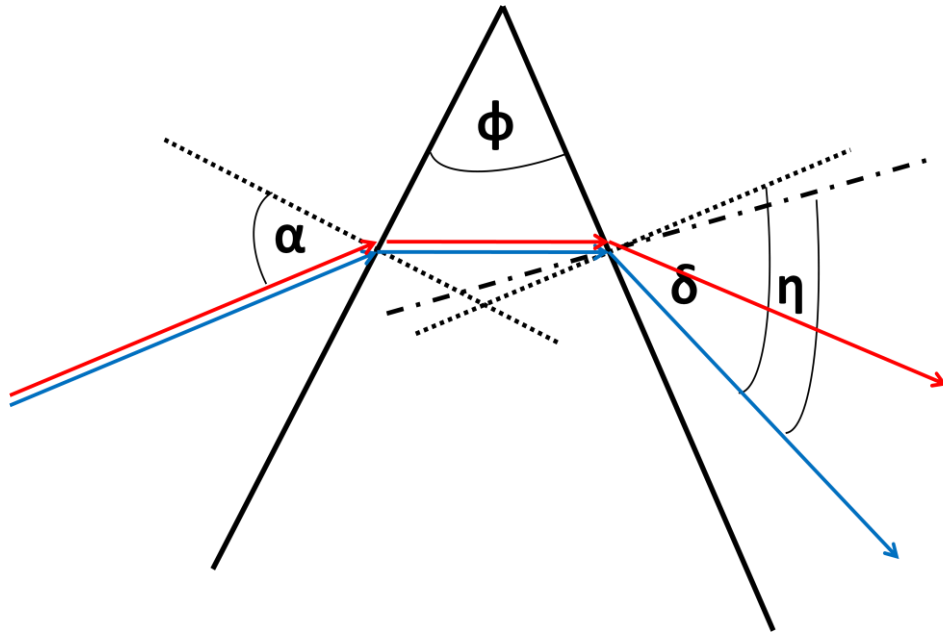
$$\varepsilon_t(\lambda) = \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (8)$$

kifejezés adja meg. A terjedési irány szögdiszperzió következményei közül a legfontosabbak az impulzus időtartamának növekedése, és a térbeli csörp kialakulása. Az impulzusidő növekedését az okozza, hogy a spektrális komponensek lemásznak egymásról, így egy adott

helyen szűkebb lesz a spektrum, és amint tudjuk, a szűkebb spektrumhoz nagyobb időbeli szélesség tartozik. Egy további fontos következmény a térbeli chirp, mely azt jelenti, hogy az impulzus egy adott keresztmetszetén spektrálisan anizotróp, azaz egyik felén a magasabb, másik felén az alacsonyabb frekvenciájú komponensek jelennek meg. A terjedési irány szögdiszperzió mérésére legelterjedtebb módszer a leképező spektrográfon alapul, mellyel a későbbiekben részletesen foglalkozom.

I.2.3. Vízszintesen álló prizma terjedési irány szögdiszperziója

Ezek után vizsgáljuk meg, hogy hogyan függ a terjedési irány szögdiszperzió értéke egy impulzusra miután áthaladt egy olyan prizmán, melynek a törőéle függőleges, és az impulzus erre merőleges síkban halad. Vegyük a prizma törőszögét ϕ -nek, a beeső impulzusnak a prizma felületi normálisával bezárt szögét pedig α -nak. A prizmából kilépő impulzus spektrális komponensei eltérő irányban haladnak, a felület normálisával bezárt szögük legyen $\delta(\lambda)$. A deviációs szög $\eta(\lambda)$. (3. ábra)



3. ábra: A különböző frekvenciájú fénysugarak a prizmán áthaladva eltérő irányban terjednek

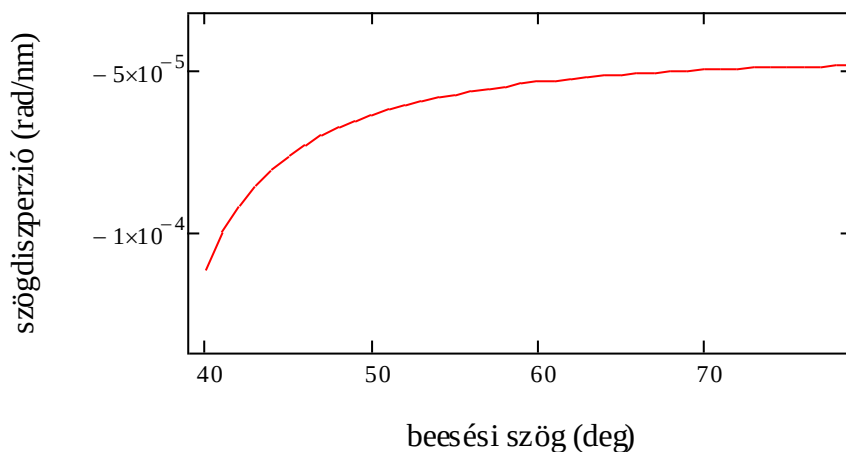
A modellezéshez vegyük az egyik leggyakrabban használt üvegtípust, az ömlesztett kvarcot, melynek $n(\lambda)$ törésmutatójának hullámhossz függését az ún. Malitson formula írja le [7]:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + 0.6961663 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + 0.4079426 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + 0.8974794 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}} \quad (9)$$

Ekkor, felhasználva azt, hogy a prizma törőszöge az első oldalon megtört szög, és a másik oldal beesési szög összege kapjuk, hogy:

$$\sin(\delta(\lambda)) = \sin(\phi) \sqrt{n(\lambda)^2 - \sin(\alpha)^2} - \sqrt{1 - \sin(\phi)^2} \sin(\alpha) \quad (10)$$

Deriválva a $\delta(\lambda)$ szöget λ szerint, megkapjuk terjedési irány szögdiszperzió értékét. A 4. ábrán 60 fokos törőszögű kvarc prizma esetében kapott terjedési irány szögdiszperzió értékének a beesési szögtől való függése látható 800 nm-es hullámhosszon.

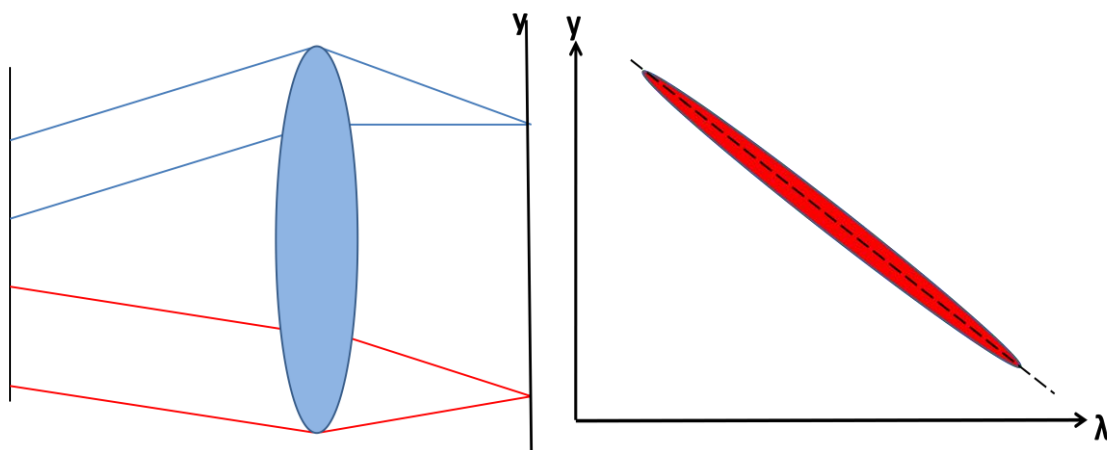


4. ábra: 60 fokos kvarc prizma esetében a terjedési irány szögdiszperzió értéke a beesési szög függvényében 800 nm-es hullámhossznál.

I.3. A szögdiszperzió mérési módszerei

I.3.1. A leképező spektrográfon alapuló módszer

A terjedési irány szögdiszperzió mérésre az elterjedt módszer a leképező spektrográfom alapul. A vizsgálandó impulzust ráfókuszálják egy akromatikus lencsével a leképező spektrográf belépő részére. Az alábbi 5. ábrán egy szemléletes kép látható a nyaláb komponensek leképeződéséről a spektrográf CCD kamerájára. [8,9]



5. ábra: A lézerimpulzus spektruma megdől terjedési irány szögdiszperzió hatására

Mivel az impulzus komponensei különböző irányokba terjednek, így a rés más-más részeit éri el a különböző hullámhosszú komponensek, így a használt CCD kamera más-más y pozíciójú részeire fókuszálódnak le. A spektrum így a kamerán ferde alakú lesz.

Amennyiben van másodfokú komponens is a szögdiszperzióban, akkor az a spektrum képen egy görbület formájában jelenik meg. Lemérve a képen, hogy melyik hullámhossz hova fókuszálódik le, és ismerve a lencse fókusz távolságát, akkor adott $\Delta\lambda$ -ra meglévő függőleges pozíciók különbségéből kiszámolható a szögdiszperzió a következőképpen:

$$\epsilon(\lambda) = \frac{\Delta y}{f \Delta \lambda} \quad (11)$$

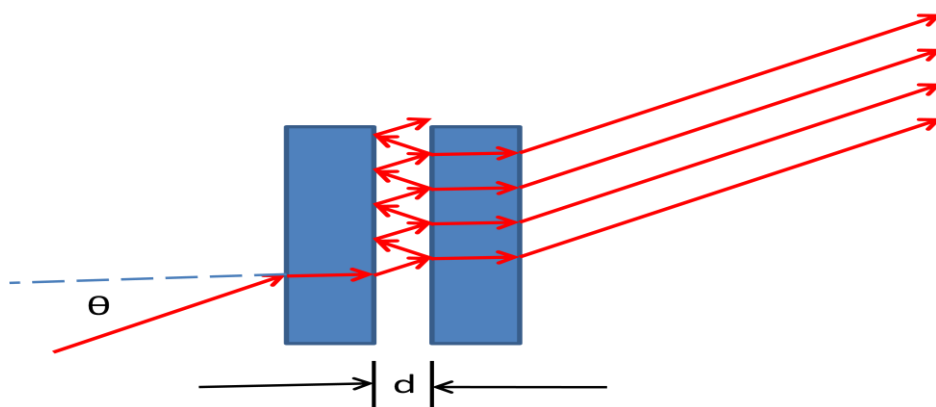
A függőleges pozíciók különbségét leosztva a fókusz távolsággal kapjuk a paraxiális közelítés alapján a θ szöget. Ezt $\Delta\lambda$ -val leosztva kapjuk a szögdiszperzió értékét

I.3.2. A Fabry-Perot interferométeren alapuló módszer

Egy Fabry-Perot interferométer két egy mással szemben, nagyon közel elhelyezkedő reflektív felületből, tükörből, valamint a közöttük lévő közegből áll. Rendszerint levegő van a tükrök között. A bejövő impulzus az interferométert alkotó tükröző felületen reflektálódik (6. ábra). Ha a bemenő intenzitás I , akkor a tükröző felületről visszaverődött fény intenzitása:

$$I_{R1} = RI, \quad (12)$$

ahol R a felület reflexiója. Ezután az impulzus ismét áthalad a közegen, majd visszaverődik a szintén az R reflexiójú túlsó felületen. Ez sokszor megismétlődik.



6. ábra: Fabry-Perot interferométer sematikus rajza

Amennyiben d a felületek közötti távolság, a következő feltételek teljesülése esetén lép fel konstruktív interferencia:

$$\delta = m2\pi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2md \cos(\theta) \quad (13)$$

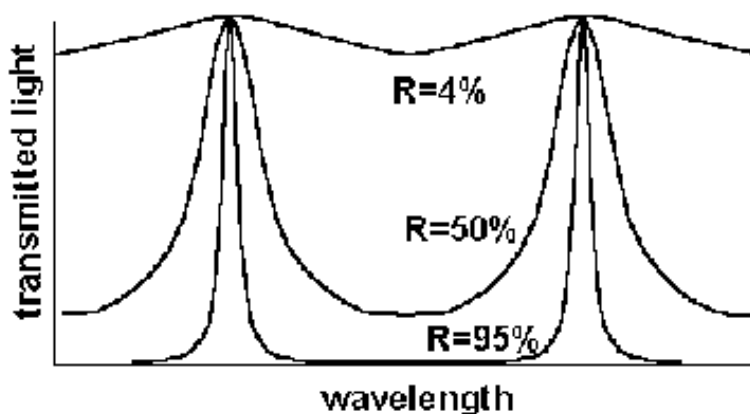
a δ a két szomszédos fénysugár közötti fázis. Merőleges beesés esetén $\theta=0^\circ$, továbbá a levegő törésmutatóját 1-nek vesszük, és ha $m=1$, akkor az egyenlet az alábbi alakra egyszerűsödik.

$$m\lambda = 2d \quad (14)$$

,tehát csak bizonyos, a fenti egyenletnek eleget tevő hullámhosszokra van erősítés. Szögdiszperzív impulzus esetén a beesési szög nem csak 0^0 , így az előbbi egyenlet módosul egy $\cos(\theta)$ hányadossal. Az erősített hullámhosszak közötti $\Delta\lambda$ különbség:

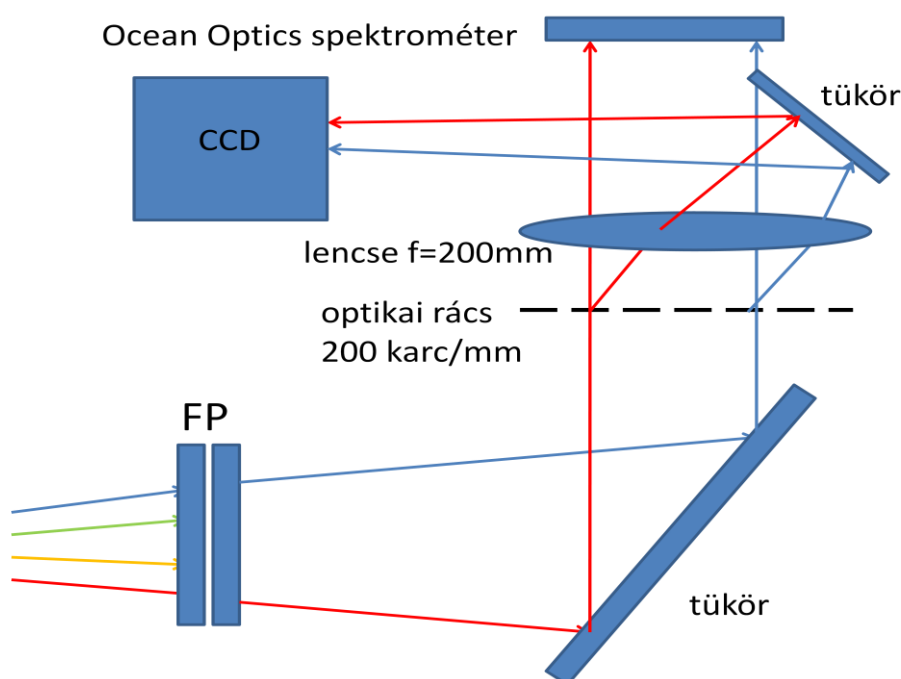
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nd \cos(\theta) + \lambda_0} \approx \frac{\lambda_0^2}{2nd \cos(\theta)} \quad (15)$$

itt a λ_0 a központi hullámhossz. Fontos ismernünk még az interferométer R-től függő tényezőjét, a finesse-t, és a transzmissziót mely utóbbit a 7. ábrán láthatjuk.

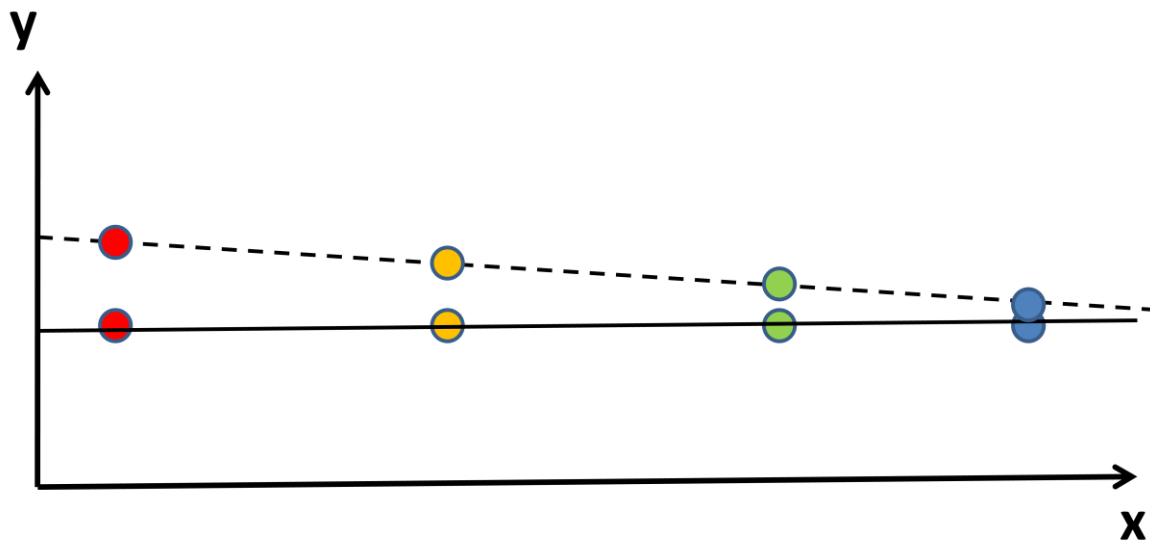


7. ábra: Az interferométer transzmissziója a hullámhossz függvényében a tükrök különböző R reflexiójánál Forrás: www.files.chem.vt.edu

Nemrég az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén kifejlesztettek egy a Fabry-Perot interferométeren alapuló módszert a terjedési irány szögdiszperzió szimultán mérésére két dimenzióban. A 8. ábrán látható az elrendezés sematikus rajza.



8. ábra: Sematikus rajz a Fabry-Perot elrendezésről



9. ábra: A Fabry-Perot interferométer transzmissziós maximumainak helye eltolódik, ha az elrendezés rácsán kívül a nyalábnak is van terjedési irány szögdiszperziója

A fenti 9. ábrán azt láthatjuk, ahogy a Fabry-Perot interferométeren keresztülhaladt impulzuskomponensek leképeződnek a CCD kamerára. Ha a nyalábnak nincs szögdiszperziója, akkor a kamerán egy vízszintes vonal mentén látunk fényfoltokat, melyek a Fabry-Perot interferométer által az impulzusból átengedett hullámhossz komponensek fényfoltjai. Ha nem lenne a rács az interferométer után akkor az átengedett komponensek egy pontban lennének. Ha viszont a nyalábnak is van szögdiszperziója, akkor az eredetileg a rács szögdiszperziója miatt a CCD kamerán különböző helyen megjelenő fényfoltok kissé elmozdulnak. Mivel kicsiny változásról van szó, így ez a rács relatíve nagy szögdiszperziója mellett mérhető azáltal, hogy a transzmissziós maximumok fényfoltjait jól eltávolítja egymástól. Rács nélkül a nyaláb kicsi szögdiszperziója miatt átfednének a foltok, és nem lenne mérhető.

II. Célkitűzés

Dolgozatomban az alábbi célokat tűztem ki:

-Megépíteni a hagyományos, azaz a leképezési spektrográfon illetve a Fabry-Perot interferométeren alapuló kísérleti elrendezéseket, és ezekkel megmérni a döntött prizma hatására kialakuló terjedési irány szögdiszperziót

-Mathcad14-ben programokat írni a kiértékeléshez

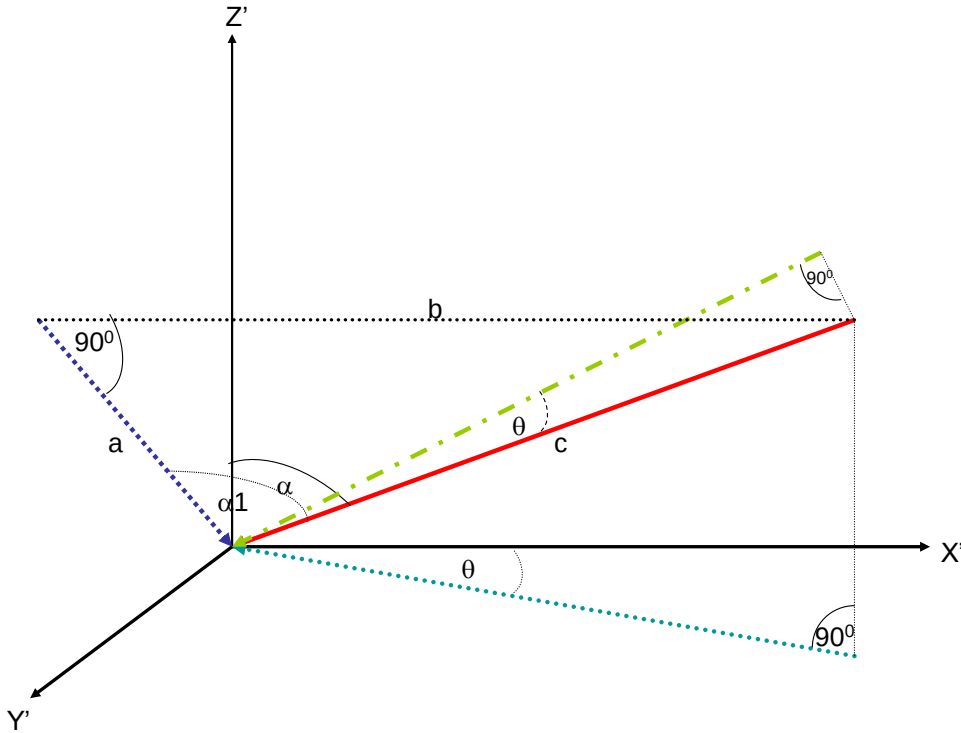
Modellt alkotni a döntött prizma után kialakuló terjedési irány szögdiszperzió elméleti meghatározására

-Összehasonlítani a két kísérleti elrendezést pontosság, gyorsaság, praktikusság szempontjából

III. Eredmények

III.1. A modell a döntött prizma szögdiszperziójának leírására

Jelöljük θ -val a prizma döntésének szögét. Az ezt megelőző esetben döntetlen prizma vizsgáltuk meg a problémát, melynek következtében csak egy síkban kaptunk szögdiszperziót, a prizma törőélére merőleges diszperziós síkban. Ha megdöntjük a prizmat egy vízszintes tengelye körül, akkor, amennyiben a $Z'-X'$ sík a *diszperziós sík*, a $Z'-Y'$ sík a rá merőleges ún, *merőleges sík*, az $X'-Y'$ sík pedig a prizma felülete, az origó pedig az a pont, ahol a nyaláb behatol a prizmába, a diszperziós síkkal is szöget fog bezárni a beeső nyaláb. Ez a szög θ -val egyenlő. $\theta = 0$ esetén a nyaláb beesési szöge α -val egyenlő. $\theta > 0$, vagy $\theta < 0$ esetén jelöljük a merőleges síkkal bezárt szögét α_1 -gyel. (10. ábra) Az ábra alapján felírhatjuk a (16)-os összefüggést:



10. ábra: A beérkező nyaláb és a síkokkal bezárt szögek

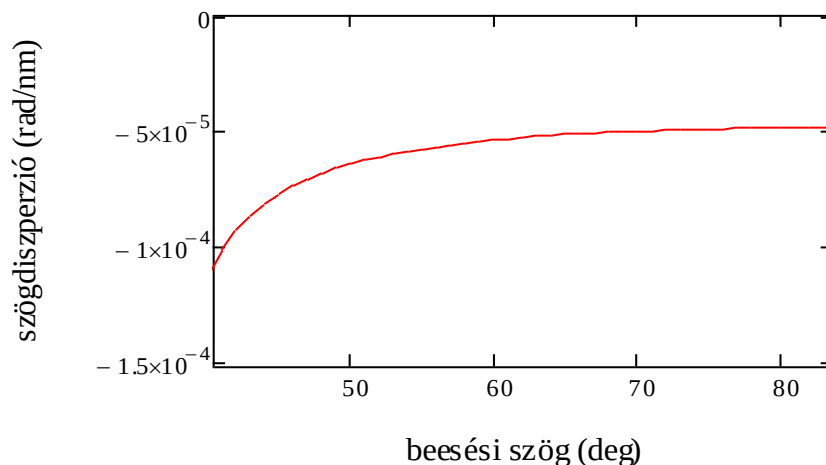
$$\sin(\alpha_1) = \sqrt{1 - \cos(\theta)^2 \cos(\alpha)^2} \quad (16)$$

A következő összefüggés adódik a döntetlen prizma érvényes összefüggés (10), a (16), és a 10. ábra alapján

$$\sin(\delta_1(\lambda, \theta)) = \sin(\phi) \sqrt{n(\lambda)^2 - 1 + (\cos(\alpha) \cos(\theta))^2} - \cos(\phi) \sqrt{1 - (\cos(\alpha) \cos(\theta))^2} \quad (17)$$

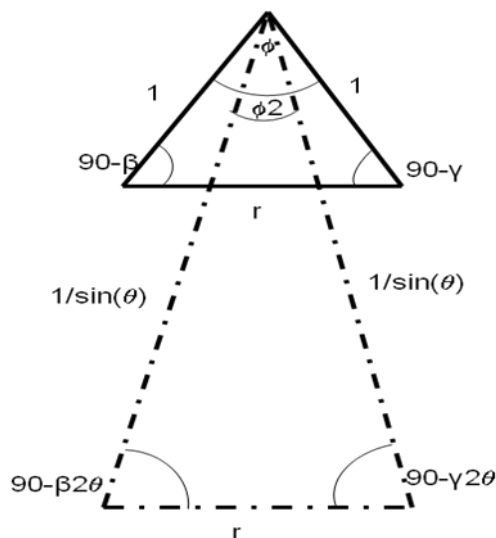
$$\sin(\delta_1(\lambda, \theta)) = \frac{\sin(\delta_1)}{\cos(\theta)} \quad (18)$$

δ_{10} az $X'-Y'-Z'$ diszperziós síkban a megtört kimenő nyaláb szöge, δ_1 pedig a laborhoz viszonyított $X-Y-Z$ koordináta rendszer diszperziós síkjában a megtört nyaláb szöge. A diszperziós síkban a szögdiszperzió a 11. ábra szerint alakul a beesési szög függvényében, és 5 fokban megdöntött prizma esetén:



11. ábra: 5 fokban döntött prizma szögdiszperziója a diszperziós síkban, a beesési szög függvényében

A merőleges síkban a beesési szög mellett a nyaláb a prizma θ törőszögét is „másnak látja”, mint a diszperziós síkban. Ezt a megváltozott törőszöget nevezzük ϕ_2 -nek, mely a hullámhossznak, a beesési szögnek, és a θ szögnek is függvénye lesz. A 12. ábrán látható a „rég”, és megváltozott törőszög, és a nyaláb útja a prizma belsejében, mely r -rel van jelölve.



12. ábra: A régi, és „megváltozott” törőszögek kiszámítása

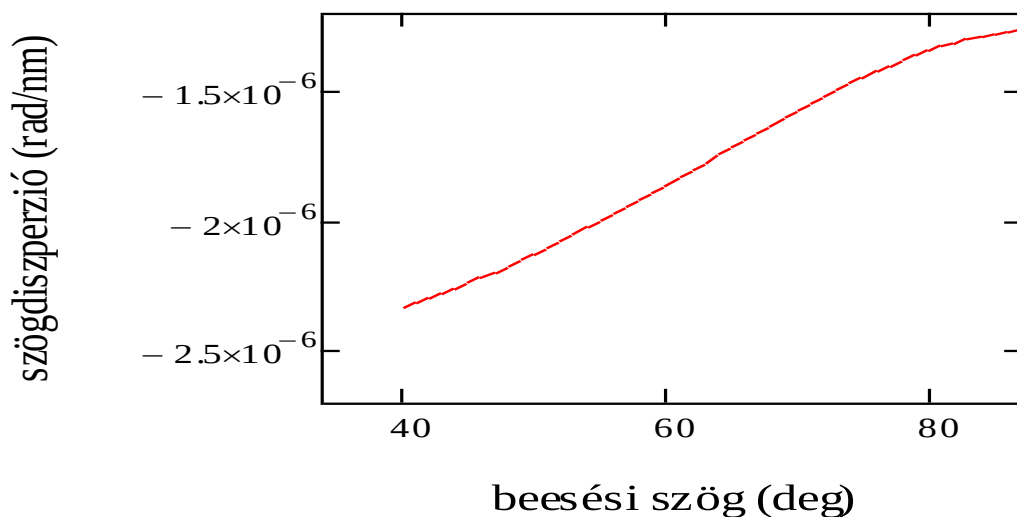
A koszinusz, és szinusztételek felhasználásával a ϕ_2 -re a következőt kapjuk:

$$\sin(\phi_2) = \frac{\sin(\phi)\sin(\theta)\sqrt{n(\lambda)^2 - \sin(\theta)^2}}{\sqrt{n(\lambda)^2 - \sin(\alpha)^2}} \quad (19)$$

A kimenő nyaláb szöge:

$$\sin(\delta 2(\lambda, \theta)) = \sin(\phi 2) \sqrt{n(\lambda)^2 - \sin(\theta)^2} - \cos(\phi 2) \sin(\theta) \quad (20)$$

A prizma szögdiszperziója pedig a 13. ábra szerint alakul a beesési szög függvényében, 5 fokban megdöntött prizma esetén:

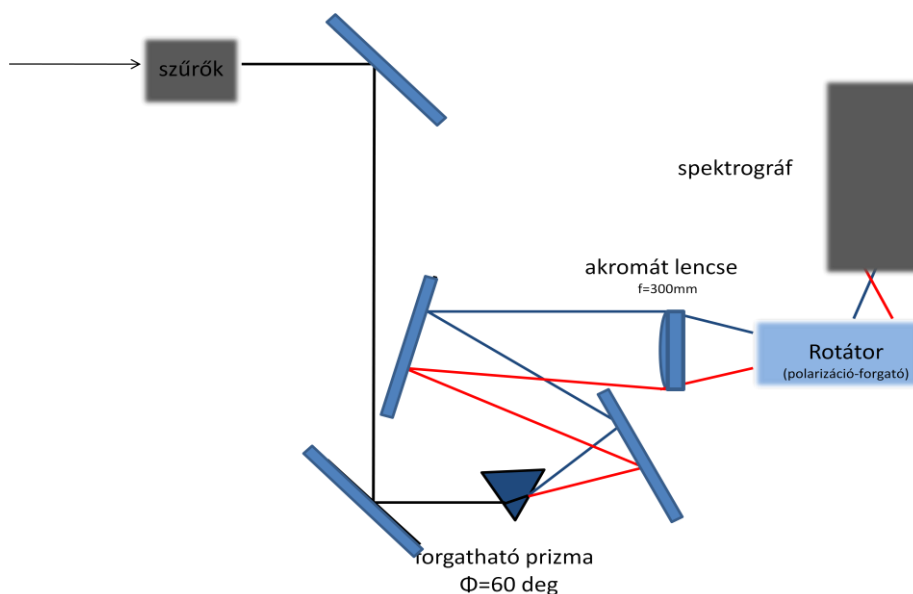


13. ábra: Döntött prizma szögdiszperziója merőleges síkban, a beesési szög függvényében

III.2. Szögdiszperzió mérése leképező spektrográffal

III. 2. 1. A kísérleti elrendezés

Méréseimet egy CE Optics leképező spektrográffal végeztem. A leképező spektrográfos elrendezés vázlata a 14. ábrán látható.

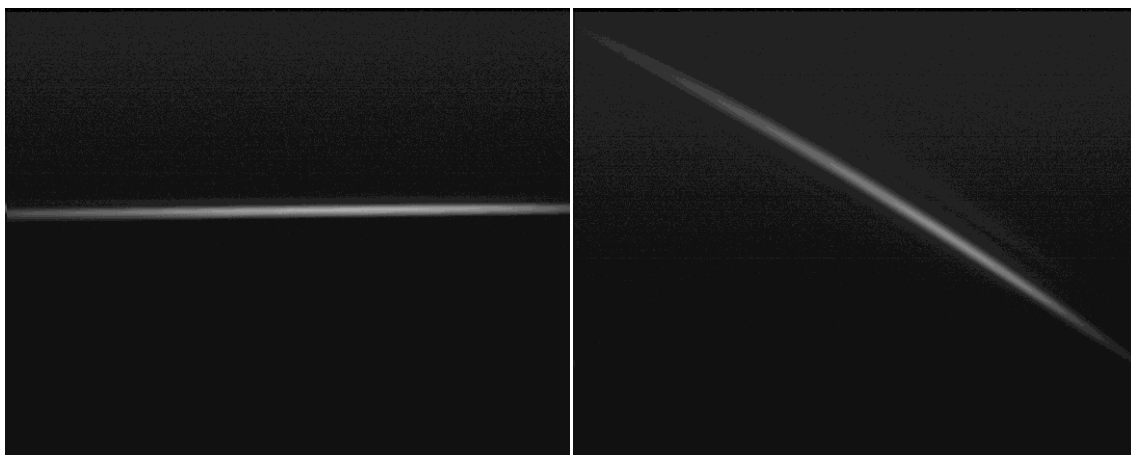


14. ábra: Leképező spektrográfos elrendezés sematikus rajza

Az impulzus áthaladva a szűrőkön, ráesik két tükörré, majd onnan a prizmára, mely egy dönthető mechanikán áll. A prizmáról további két tükörrel fókuszáltam rá egy 300mm-es fókusztávolságú lencsére, majd onnan egy nyalábforgatóra. Erre az eszközre azért van szükség, hogy döntött prizma esetén a döntött szögdiszperzióknak mindkét irányba eső komponensét lehessen mérni. Ugyanis egyszerre csak az egyik síkba képes beállni a spektrográf rése, a spektrográf elforgatása pedig nehézkesen megoldható. A rotátor után az impulzus a spektrográf bemeneti részére fókuszálódik le.

Gauss illesztés

A CCD kamera képén megjelenő dőlt csík a szögdiszperzív nyaláb esetén a spektrum, míg döntetlen csík szögdiszperzióval nem rendelkező nyaláb esetén áll elő. (15. ábra)



15. ábra: (a) Diszperziómentes és (b) szögdiszperzív nyaláb esetén kapott spektrum a leképező spektrográf CCD kameráján

A csíkok maximumai függőleges pozíciójának keresését Gauss illesztéssel eljárással oldottam meg. A kép minden egyes j oszlopára illesztettem egy Gauss függvényt, melyet Mathcad14 program segítségével oldottam meg. A program kimenete tartalmazza az illesztett Gauss görbék maximumának helyét, és félértékszélességét. Az illesztendő Gauss függvény:

$$F(u_i, x) = u_1 e^{-\frac{(x-u_2)^2}{(u_3)^2}} + u_3 \quad (21)$$

ahol az u_i -k az illesztési paraméterek. Ezen paraméterek szerinti parciális deriváltakat beírtam egy vektorba. A kimenet egy mátrix, melynek sorai a kép egyes oszlopai, az első oszlopa az u_2 paraméter, a második oszlopa az u_0 paraméter. A megfelelő illesztések maximumhelyeit, az u_2 paraméter tartalmazza. Ábrázolva a pozíciókat a kép oszlopaiból átkonvertált hullámhossz függvényében, egy négyzetes függést kapunk. Erre illesztve egy másodfokú polinomot, az illesztés paramétereit vizsgálva ki lehet számolni az első és másodfokú szögdiszperziót is, használva a (11) formulát, azzal a különbséggel, hogy a lencse 2-szeres nagyítása miatt a nevezőben megjelenik egy 2-es szorzó.

$$\epsilon_t(\lambda) = \frac{\Delta y}{2f\Delta\lambda} \quad (22)$$

III.2.2. Mérési eredmények

Vízszintes prizma

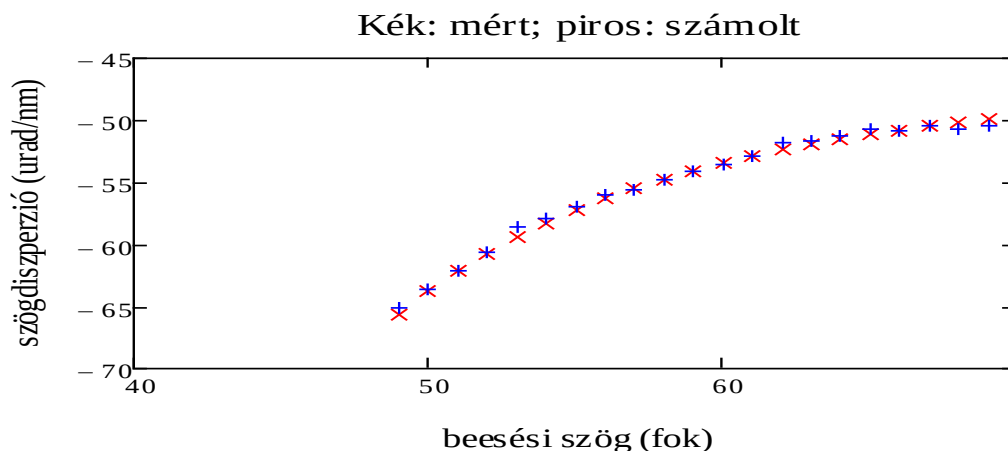
A méréseim során vizsgált optikai elem egyoldalú, kvarcüvegből készült prizma, melyet forgatható, és dönthető talapzatra erősítettem. A talapzat mechanikája 0-tól kb. 5 fokig terjedő döntéseket tesz lehetővé a vizsgált irányban, ezért a $\theta=0$, és $\theta=5$ fokos döntéseket vizsgáltam. Először vízszintes prizma kimértem annak szögdiszperzióját, a beesési szöget 49-től 70 fokig változtatva. A mérés során a nyalábnyak a kisebb szögekre eltolódott nagyobb szögdiszperzió miatt. A képtávolság értékének változtatásával kompenzálni lehet az így létrejött mérési hibát. Pontosabb mérést tesz lehetővé az is, ha a minimális deviációs szögnél, ami a vizsgált prizma esetében 52° -nál lép fel, felveszem a legélesebb képet, majd az így beállított képtávolság értékkel számolok. Ezt a módszert használtam én is. Az így kimért szögdiszperzió értékek az alábbi grafikonon látható. A mért adatokra másodfokú polinomot illesztettem. A mérés pontosságát az alábbi képlet alapján számoltam ki, n db mérés esetén:

$$\delta_{\text{átlag}} = \frac{\sum(|\varepsilon_{\text{számolt}} - \varepsilon_{\text{mért}}|)}{n} \quad (23)$$

,ahol ε_n az n -dik szögdiszperzió érték, n pedig az adatok száma.

Először kalibráltam a CCD kamerát, vagyis egy ismert λ -kal rendelkező spektrállámpát használva felvettem a kamera képét, és lejegyeztem a kapott vonalak pozícióit. Ezután kimértem a diszperziómentes nyaláb esetén a készülék nullhibáját, mely nagyon jó közelítéssel 0-nak adódott.

Ezt követően kimértem a vízszintesen álló prizma szögdiszperzióját 25 különböző beesési szög értéknél. A mérési pontosság vízszintesen álló prizma esetére az alábbi 16. ábrán látható adatokra **0.269 $\mu\text{rad}/\text{nm}$** , ami megközelítőleg megegyezik a korábban már publikált értékkel (lásd [8.]).

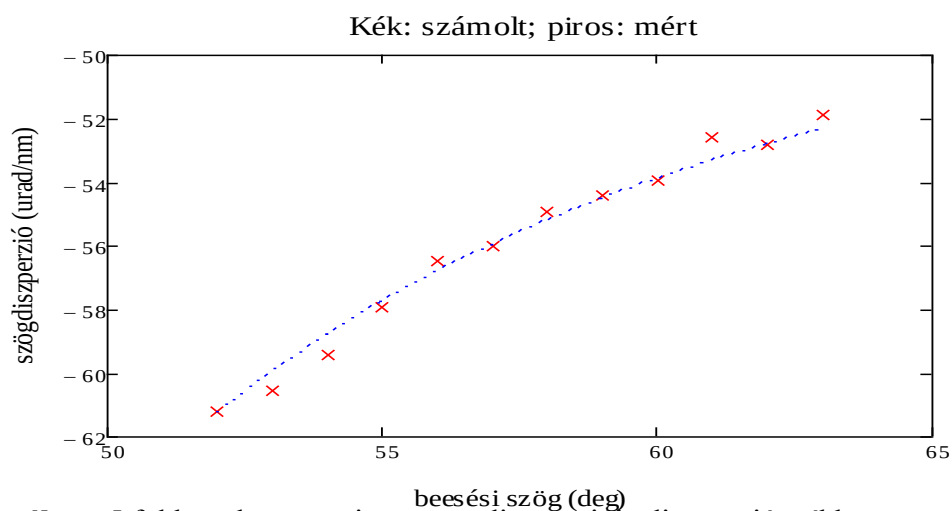


16. ábra Vízszintesen álló prizma szögdiszperziója leképező spektrográffal

Ahogy látható a 16. ábrán, a mért eredmények jó egyezést mutatnak a számolttal. Ugyanakkor megfigyelhető, hogy az eltérések a mért és számolt értékek között egy ismétlődő tendencia van. Ennek okának kiderítése még folyamatban van.

$\theta=5$ fokban döntött prizma

A talapzat mechanikája által megvalósítható legnagyobb döntés esetén kismértékű eltérés tapasztalható a diszperziós síkbeli szögdiszperzióban. Az lenti 17. ábrán piros keresztek jelölik a döntött prizma szögdiszperzióját, kék szaggatott vonal pedig a vízszintesen álló prizmaét. A leképezési spektrográffal a mérés pontosságára **0.298** $\mu\text{rad}/\text{nm}$ -t kaptam. Itt is észrevehető némi tendencia az eltérésekben, ezen kívül látható, hogy a mért adatok némelyike jelentősen kiugrik, melynek magyarázata további kutatásokat igényel.



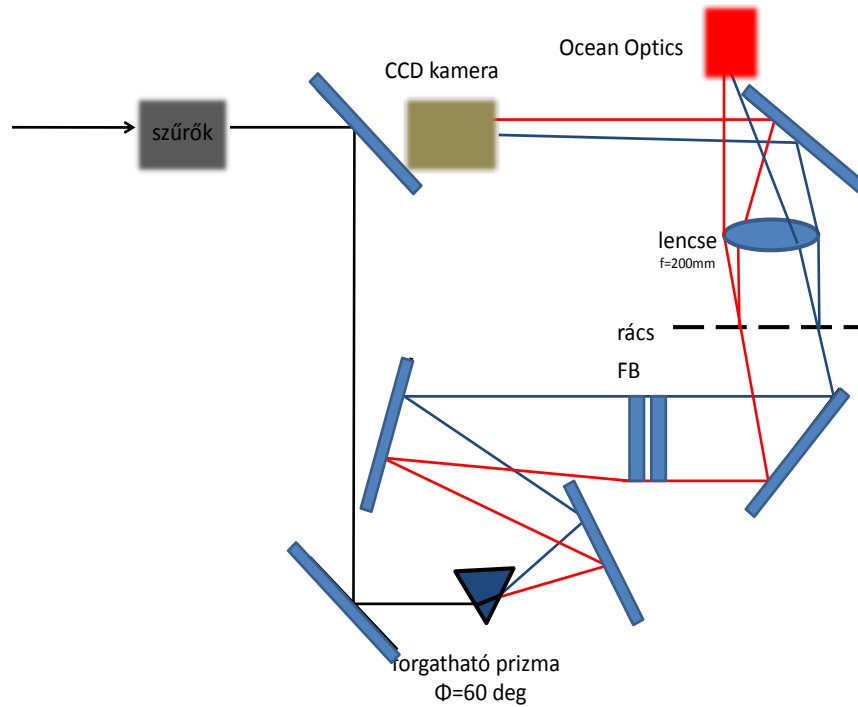
17. ábra: 5 fokban döntött prizma szögdiszperziója diszperziós síkban

Az asztal síkjára merőleges síkban való mérések elvégzéséhez a rotátort megfordítottam 90^0 -kal, azonban így a nyalábnak csak kis része fedte le a rést, melynek következtében a CCD kamera képe kiértékelhetetlen volt. Szükségessé vált tehát a két síkban történő mérésekhez a Fabry-Perot interferométeres elrendezés használata.

III.3. Szögdiszperzió mérése Fabry-Perot interferométerrel

III. 3. 1. A kísérleti elrendezés

A kétdimenziós mérőeszközt tartalmazó elrendezés rajza a 18. ábrán látható.



18. ábra: A Fabry-Perot interferométeren alapuló 2D-s terjedési irány szögdiszperzió mérési elrendezés sematikus rajza

A tükrökről a szögdiszperzív nyaláb ráesik a Fabry-Perot interferométerre. Onnan csak a jól meghatározott hullámhosszágú komponensek mennek tovább egy tükrre, melyről ráesnek a 200 karcolat/mm-es optikai rácra, melynek állandó szögdiszperziója van. A diffraktált nyaláb 0. rendje egy $f=200$ mm-es lencsén keresztülhaladva ráesik az Ocean Optics spektrográfra, melyet a kalibráció céljából raktam bele a mérési elrendezésbe. Az 1. rend ráesik egy tükr segítségével a CCD kamera chipjére. A kamerán az alábbiakban látható 19. ábrához hasonló kép jelenik meg.

Tömegközéppont keresése eljárás

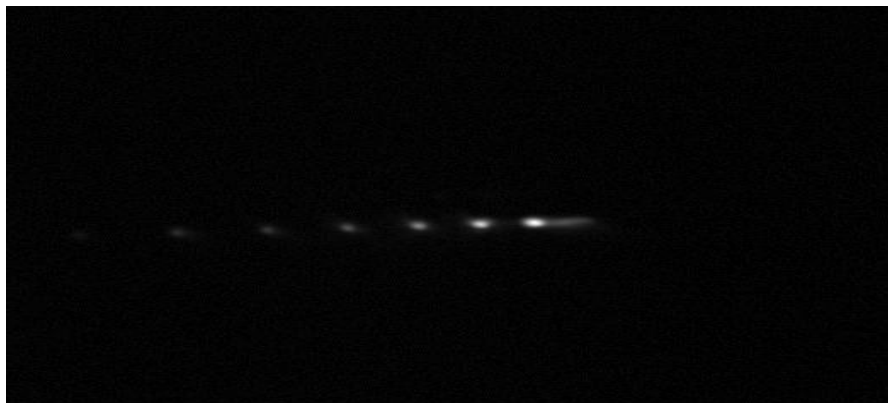
A Fabry-Perot interferométer maximumainak helyzetének keresését egy olyan programmal oldottam meg, mely a tömegközéppont képletén alapul.

$$x = \frac{\sum_{y_0-k}^{y_0+k} (i I_{i,x_0})}{\sum_{y_0-k}^{y_0+k} I_{i,x_0}} \quad (25)$$

$$y = \frac{\sum_{x_0-k}^{x_0+k} (j I_{y_0,j})}{\sum_{x_0-k}^{x_0+k} I_{y_0,j}} \quad (26)$$

A program először beolvassa az I_{ij} képet, mely tartalmazza a megfelelő i, j pontokban az intenzitás értékét. Ezután a kezdeti x_0, y_0 paraméterek megadása után a program kiszámítja a maximumok x , és y koordinátáit x_0 , és y_0 egy k környezetében. A kimenet egy mátrix, annyi sorral, ahány intenzitás maximum látható a képen, és x, y oszlopokkal. Az x értékek párosítva

a maximumhoz tartozó hullámhosszakkal, adják a diszperziós síkbeli kiszélesedést a λ függvényében, míg az y értékek a merőleges síkbelit. Ehhez csak a lencse f fókusz távolságát kell tudni. Végeredményben az eljárás során lehetségessé válik a diszperziós síkban és a rá merőleges síkban a szögdiszperzió egyidejű, és pontos mérése.



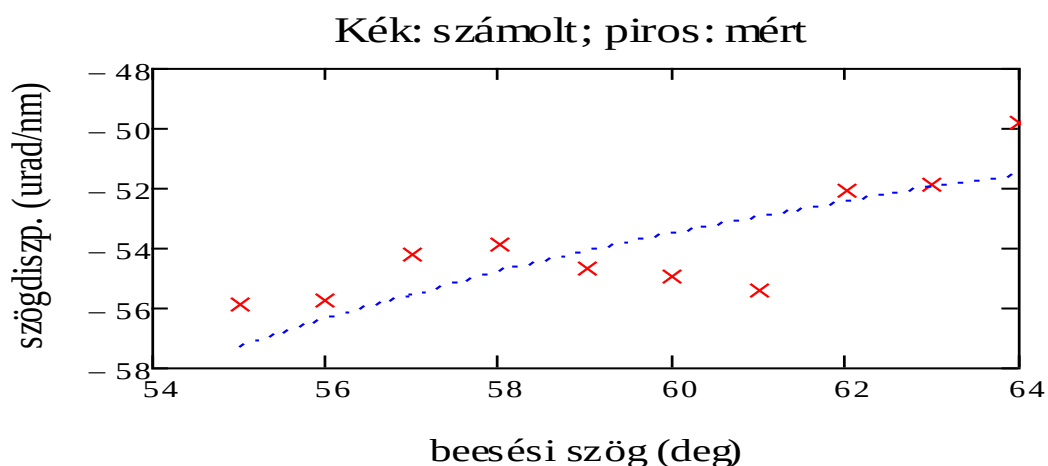
19. ábra: CCD kamera képe prizmán és Fabry-Perot-interferométeren áthaladt nyalábról

A 19. ábrán az az eset látható, amikor csak vízszintes eltérés tapasztalható a maximumok pozíciójában.

III.3.2. Mérési eredmények

Vízszintes prizma

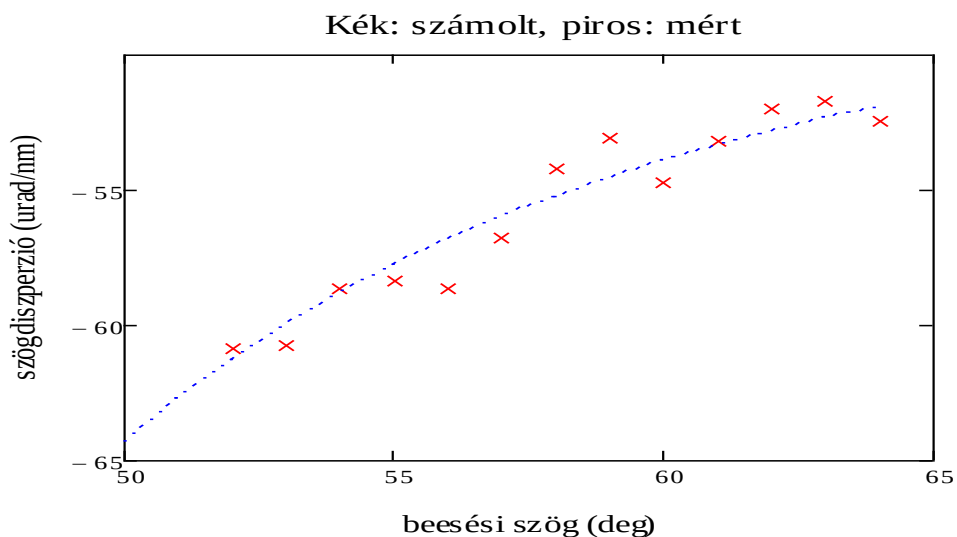
Az alábbi 20. ábra tartalmazza a Fabry-Perot interferométeres elrendezéssel történt mérési eredményeimet, vízszintes prizmán. 10 ponton mérve itt a mérés pontosságára **0.95 $\mu\text{rad/nm}$** -t kaptam.



20. ábra: Vízszintes prizma szögdiszperziója Fabry-Perot elrendezéssel mérve

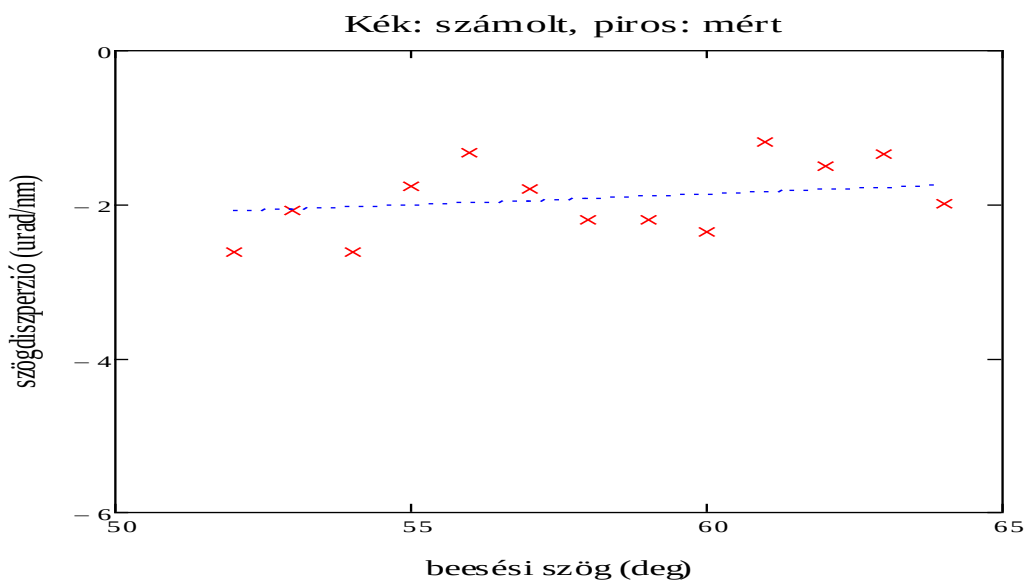
Mérések döntött prizmán

Az asztal síkjával bezárt, 5 fokban történt döntés esetén a 21. ábrán láthatóak a kimért adatok. Piros keresztek jelzik a mért szögdiszperzió értékeket, kék szaggatott vonal pedig az elméleti görbét.



21. ábra: 5 fokban döntött prizma diszperziós síkbeli szögdiszperziója Fabry-Perot elrendezéssel kimérve

A 2D-s spektrográfus mérés pontosságára **0.77 $\mu\text{rad/nm}$** -t kaptam ez esetben. Vizsgáltam a merőleges síkban is a szögdiszperzió mértékét, amint látható a 22. ábrán.



22. ábra: 5 fokban döntött prizma szögdiszperziója merőleges síkban Fabry-Perot elrendezéssel kimérve

A mérés pontossága **0.37** $\mu\text{rad/nm}$. Látható tehát, hogy néhányszor pontatlanabb méréseket tesz lehetővé a Fabry-Perot interferométer, mint a leképezési spektrográf. Mindhárom mérési adatsoron láthatunk egy kb. 5 fokként ismétlődő tendenciát az elméleti értékektől való eltérésekben, hasonlóan a leképező spektrográféhoz. Ennek vizsgálata szintén folyamatban van. Ezen kívül megemlítendő még, hogy a kis merőleges síkú szögdiszperzió értékek, és a pontatlanabb elrendezés miatt a mérés precizitása a mért adatokhoz képest meglehetősen kicsi.

A mérés gyorsaságát nagyban befolyásolta a program működése, a viszonylag sok bemeneti paraméter bevitele. Szintén lassította a mérési folyamatot az interferométer elállítódása, melynek következtében megváltozott a maximumok hullámhossza. Ezért egy Ocean Optics spektrométert használtam a kalibráció újbóli elvégzésére. Javasolt tehát a jövőben Fabry-Perot etalon használata interferométer helyett, a felületek közötti fix távolsággal. Ezáltal a kalibrációt nem kellene sokszor elvégezni, elég lenne a mérés előtt felvenni az első csúcs hullámhosszát, abból, ismerve a felületek közötti távolságot, megállapítani a többi csúcsét. A leképezési spektrográfnál a legtöbb időt a Gauss illesztés sokszor való ismételt elvégzése vette el.

IV. Összefoglalás

A dolgozatomban megvizsgáltam döntött prizma terjedési irány szögdiszperziójának alakulására felállított modellem helyességét két elrendezés segítségével, valamint összehasonlítottam a két elrendezést pontosság, gyorsaság szempontjából. A mérések elvégzése után az alábbi következtetéseket tudom levonni:

-A modellem által kiadott szögdiszperzió értékeket kimérve megállapítható, hogy a formulák az alkalmazott döntés határain belül helyesnek bizonyultak.

-A leképezési spektrográf kis mértékben pontosabb méréseket tesz lehetővé, mint a Fabry-Perot interferométeres elrendezés. Az előbbi pontossága $0.2-0.3 \mu\text{rad/nm}$, a korábbi, és jelen mérések alapján, az utóbbié $0.4-1 \mu\text{rad/nm}$ között váltakozik.

-A leképezési spektrográf esetében a mérés pontosságának növelése céljából célszerű egyrészt prizma mentes nyalábnál felvenni képeket különböző élességeknél, mindegyik élességnél feljegyezve a képtávolság értékeket. A legélesebb képnél beállított képtávolsággal érdemes mérni. Másrészt pedig a prizma minimális deviációs szögénél is érdemes felvenni a legélesebb képet, és lejegyezni a képtávolságot, majd azzal a képtávolság értékkel folytatni a méréseket.

-Fabry-Perot interferométerrel lehetővé válik két dimenzióban történő szögdiszperzió mérés egyidejűleg. Ezáltal az elrendezés sokkal gyorsabb méréseket tesz lehetővé döntött prizma szögdiszperziójának meghatározására. Előny továbbá, hogy az elrendezés a kompaktsága miatt sokkal rugalmasabb, mint a leképezési spektrográf.

- Javasolt a Fabry-Perot etalon használata az interferométer helyett, hogy a rendszeres spektrométeres kalibráció szükségessége kiküszöbölhető legyen.

Összefoglalva a dolgozatomban vizsgált két elrendezés közül a leképezési spektrográfot az egy síkban elvégzendő, nagyobb pontosságot kívánó mérésekhez ajánlott használni. Amennyiben nagyszámú mérési adatra van szükség, vagy két dimenzióban szükséges mérni, de a pontosságuk nem olyan nagy követelmény, akkor a Fabry-Perot interferométeres elrendezés használata praktikusabb.

Irodalomjegyzék

- [1] A.E Siegman: Lasers (University Science Books, 1986)
- [2] J-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomena (2nd Edition, Elsevier, 2006)
- [3] J. Calatroni, J.C. Vienot: Appl. Opt. **20**, (1981) 2026
- [4] G. Pretzler, A. Kasper, K. J. Witte, Appl. Phys. B **70** (2000) 1
- [5] P. Simon, H. Gerhardt, S. Szatmári, Opt. Quant. Electr. **23**, 73 (1991)
- [6] K. Varjú, A. P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay, Appl. Phys. B **74** S259-S263 (2002)
- [7] I. H. Malitson, J. Opt. Soc. Am. **55**, 1205-1208 (1965)
- [8] K. Osvay, A.P. Kovács, Zs. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics **10** (2004) 213
- [9] K. Osvay, A. P. Kovács, G. Kurdi, Z. Heiner, M. Divall, J. Klebniczki, I.E. Ferincz, Opt. Comm. **248** (2005) 201-209

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőimnek, dr. Kovács Attilának, és dr. Osvay Károlynak a mérések elvégzésében, a programok megírásában, és a dolgozatom megalkotásában nyújtott segítségüket, türelmüket, valamint szeretném megköszönni a TeWaTi laboratórium munkatársainak, különösen Börzsönyi Ádámnak az elrendezések felépítésében nyújtott segítségét.