

**A LEVEGŐ NYOMÁSFÜGGŐ DISZPERZIÓJÁNAK  
MÉRÉSE 1 BAR – 0.01 MBAR KÖZÖTT**

TDK-DOLGOZAT

ÍRTA:

**BÖRZSÖNYI ÁDÁM**

V. FIZIKUS

TÉMAVEZETŐ:

**DR. OSVAY KÁROLY**

EGYETEMI DOCENS

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2006

## Tartalomjegyzék

Bevezetés.....	1
Elméleti előzmények.....	2
Célkitűzések.....	6
A diszperziós együtthatók mérése.....	7
A levegő törésmutatója és diszperziója.....	11
Mérési összeállítás.....	14
Kiértékelés.....	16
Eredmények és diszkusszió.....	19
Összegzés.....	22
Irodalomjegyzék.....	23
Köszönetnyilvánítás.....	24

## Bevezetés

Amikor diszperzióról esik szó, legtöbb esetben a jól ismert kísérletet idézzük fel magunkban, melyben egy prizmán áthaladó fehér fénysugár színes spektrummá bomlik. Azonban ez a fogalom ennél kiterjedtebb jelentéssel rendelkezik. Általában diszperzió alatt értjük valamely fizikai mennyiség, anyagi jellemző spektrális függését, arról nem is beszélve, hogy a kémiában teljesen különálló jelentéssel bír. Sőt, fizikai értelemben is léteznek olyan diszperzióknak nevezett mennyiségek, amelyek nem hullámhossz-függőek. A hullámvezetők tanulmányozásakor találkozhatunk például a módusdiszperzió fogalmával, amely a terjedő jel sebességének a jel – itt nem részletezhető – módusától függő differenciálódását írja le, mely a hullámhossztól teljesen független [1]. Emellett elektromos és elektromágneses jelek terjedése közben fellépő jelalak-változásokat is diszperzióknak hívjuk. Nem véletlenül, hiszen a jelenség összefügg az anyagi diszperzióval: a jel egyes komponenseinek sebessége különböző mértékben változik, a gyorsabbak előresietnek, a lassabbak lemaradnak, a jelalak változik.

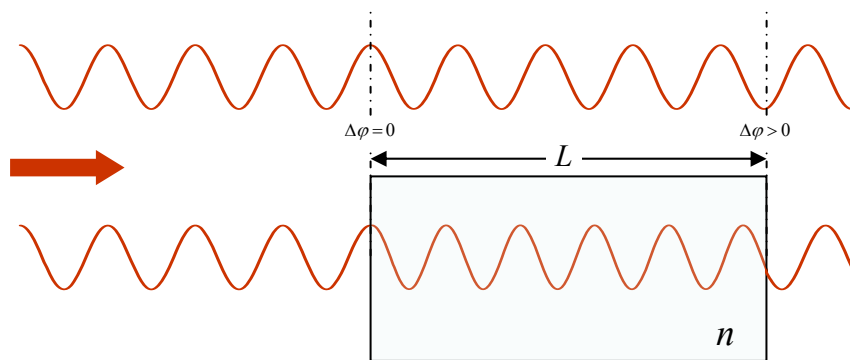
Dolgozatomban a diszperzió klasszikus jelentését használom, azaz alatta az anyagok törésmutatójának hullámhosszfüggését értem. A levegő és általában a gázok törésmutatója köztudottan közel van az egyhez, ezért legtöbbször azonosnak tekintjük a vákuumbeli törésmutatóval. Ebből következően a spektrális változása sem túl nagy mértékű. Viszont ultrarövid, különösen femtoszekundumos lézerimpulzusok terjedése során ez a kicsiny diszperzió is jelentős időbeli kiszélesedést okozhat. Szükséges tehát megvizsgálnunk, hogy a levegőnek milyen diszperziós tulajdonságai vannak, hogy pontos információnk legyen az impulzus időbeli hosszának a terjedés során bekövetkező változásáról. A nagyobb laboratóriumokban a nyalábokat alacsony nyomású csövekben vezetik az akár több tíz méterre lévő céltárgyig, ahol már nincs lehetőség az esetleges kiszélesedés kompenzálására. A levegőre vonatkozó törésmutató-egyenletek érvényességi tartománya már nem éri el ezeket a nyomásértékeket [2]. Fontosnak láttuk tehát ellenőrizni a diszperzió alacsony nyomású viselkedését, ezzel kiterjesztettük a formula érvényességi tartományát.

Méréseimet spektrálisan és térben bontott interferencia (*spectrally and spatially resolved interferometry, SSRI*) segítségével végeztem, mely kiválóan alkalmasnak bizonyult az extrém alacsony diszperzió kimutatására és mérésére. Az eljárás előnyei közé tartozik még, hogy költséghatékonyan és egyszerűen kivitelezhető, közkedvelten alkalmazott széles sávú fényforrásokkal, például femtoszekundumos ( $10^{-15}$  s) impulzusokkal való folyamatok vizsgálatára [3,4].

## Elméleti előzmények

Az anyagi diszperzió befolyásolja az elektromágneses hullámok terjedési tulajdonságait. Mint tudjuk, egy  $n$  törésmutatóval rendelkező anyagban a fény fázissebessége a vákuumbeli  $c$  értékhez képest  $c/n$  sebességgel halad. A törésmutató azonban nem állandó a spektrális tartományban, ami azt eredményezni, hogy a különböző frekvenciájú komponensek különböző sebességgel haladnak. Vizsgáljuk meg, mi a helyzet egy konkrét frekvencián.

Tekintsünk egy monokromatikus hullámot, mely első esetben vákuumban terjed, majd helyezzünk az útjába egy  $L$  hosszúságú,  $n$  törésmutatójú anyagot, és hasonlítsuk össze a fázisokat, miután a hullám kilépett az anyagból.



1. Ábra. Hullám terjedése vákuumban és diszperzív közegben

A közegbe való belépéskor a fázisok megegyeznek. A közeg vákuumtól eltérő optikai tulajdonsága miatt a hullám más sebességgel halad. Értelmezhetjük úgy is, hogy  $L \cdot n$  optikai utat kell megtennie az anyagban, míg a vákuumban csak  $L$ -t. Vagy gondolhatunk arra is, hogy a csökkenő sebesség, de állandó frekvencia miatt  $\lambda' = \lambda / n$  lesz az anyagbeli hullámhossz, a lényeg ugyanaz: a hullám több periódust tesz meg az közegben mint vákuumban. A fázis az első, vákuumbeli terjedés esetén  $L$  út megtétele után  $\varphi_1 = 2\pi \cdot L / \lambda$ -val növekszik. Míg ugyanezt az utat az  $n$  törésmutatójú közegben  $\varphi_2 = 2\pi \cdot L \cdot n / \lambda$  fázis megtételével járja végig. Számunkra a konkrét fázisértékek nem fontosak, hanem annál inkább a különbség:

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot \frac{L \cdot (n-1)}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \cdot L \cdot (n-1). \quad (1)$$

Mint látható, a hullámhossz-függés könnyen átalakítható frekvencia-függéssé, felhasználva a  $c = \lambda \cdot \nu = \lambda \cdot \omega / 2\pi$  összefüggést. Azért célszerűbb a frekvencia-függést alkalmazni, mert a hullámhosszal ellentétben az nem változik az anyagban. A továbbiakban tehát a frekvenciával számolok, de a jobb átláthatóság miatt néhol a hullámhossz-értékeket tüntetem fel.

A diszperzió leírásához figyelembe kell vennünk, hogy a törésmutató is függ a frekvenciától. Térjünk át a jelenség frekvencia-képbeli leírására [5]. Tekintsünk a közeg határán egy hullámcsomagot, mely  $a_{be}(\omega)$  amplitúdó- és  $\varphi_{be}(\omega)$  fáziseloszlással rendelkezik. A térerősség időbeli alakja a Fourier-transzformációból következik:

$$E_{be}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega))} d\omega. \quad (2)$$

A diszperzív közeg megváltoztatja az egyes komponensek amplitúdóját valamilyen  $A(\omega)$  amplitúdó-átvitellel, a fázisát pedig  $\varphi(\omega)$  fázisátvitellel módosítja, azaz a kilépő hullám:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \cdot a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - \varphi(\omega))} d\omega. \quad (3)$$

Az egyszerűbb modellezés kedvéért az amplitúdó-átvitelt  $A(\omega) = 1$ -nek tekinthetünk a fázisátvitelt pedig a korábban látott módon számoljuk:

$$\varphi(\omega) = \omega \cdot L \cdot n(\omega) / c. \quad (4)$$

A közegebeli és vákuumbeli fázisok között fellépő különbséget kifejező (1) egyenlet könnyen átírható spektrális alakba:

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot L \cdot (n(\omega) - 1). \quad (5)$$

A diszperzió jellemzéséhez mérhető mennyiségek szükségesek. Viszont nyilván ezek sem állandóak a spektrális tartományon, így célszerű valamilyen konkrét frekvenciaértékhez kötni őket. Ezeket mennyiségeket úgy kapjuk, hogy az anyagban létrejövő fáziseltolódást egy  $\omega_0$  központi frekvencia körül  $\omega$  szerint Taylor-sorba fejtjük:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \left. \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{d^3\varphi(\omega)}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (6)$$

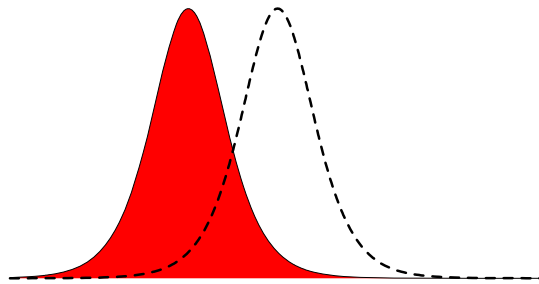
Vizsgáljuk meg, hogy az egyes koefficiensek fizikailag mit jelentenek és alkalmasak-e a diszperzió leírására. A sorfejtés konstans tagja csupán a fázisátvitel számszerű értékét mutatja meg az  $\omega_0$  központi frekvenciánál. Mivel fázis jellegű mennyiség, magában hordozza a  $2\pi$  mértékű periodicitást, ezért a – későbbiekben részletezett – polinom-illesztés során erre 0 és  $2\pi$  közé eső értéket kapunk a helyes eredmény helyett, amely az illesztésből kapott értékhez képest egész számú periódussal tér el. Ezt vivő-burkoló fázisnak (*carrier-envelope phase*, *CEP*) nevezzük [6]; jelentősége csak extrém rövid, néhány optikai ciklusú, attoszekundumos ( $10^{-18}$  s) impulzusok terjedésénél van.

A deriváltak már nem fázis jellegűek, mértékegységük nem radián, hanem másodperc a deriválás rendjének megfelelő hatványon. Kezdjük az első deriválttal, melynek neve *cso-*

*portkésleltetés (group delay, GD)*. Ez tehát idő dimenziójú mennyiség, általában fs-ban mérjük. Megadja azt az időt, amennyit a hullámcsomag a diszperzív közegben tölt. Ennek belátására tegyük fel, hogy a fázisátvitel csak csoportkésleltetést tartalmaz, azaz  $\varphi(\omega) = GD \cdot (\omega - \omega_0)$  alakú. Ekkor a közegből kilépő térerősség:

$$E_{ki}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega t + \varphi_{be}(\omega) - GD(\omega - \omega_0))} d\omega = e^{i \cdot GD \cdot \omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} a_{be}(\omega) e^{i(\omega(t - GD) + \varphi_{be}(\omega))} d\omega = e^{i \cdot GD \cdot \omega_0} \cdot E_{be}(t - GD). \quad (7)$$

A belépő és kilépő impulzusok alakja megegyezik, a kilépő impulzus viszont  $GD$  idővel késik a belépőhöz képest. Vákuumban a  $GD$  megfelel az  $L$  hosszúságú vákuumbeli út megtételéhez szükséges  $L/c$  időnek. Ha nem a fázisátvitellel számolunk, hanem az (5)-ben meghatározott fáziskülönbség-függvényt fejtjük sorba, akkor a  $GD$  azt adja meg, hogy a vákuumbeli terjedéshez képest mennyivel maradt le a hullámcsomag. Fontos viszont hangsúlyoznunk, hogy a csoportkésleltetés a jel alakját nem változtatja meg.



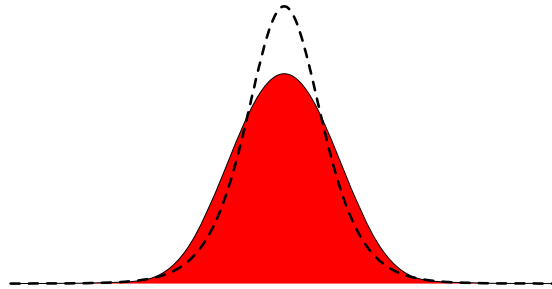
2. Ábra. Csoportkésleltetés hatása a jelre (szaggatotttal az eredeti impulzus)

A 2. ábrán látható a csoportkésleltetés miatt keletkező időbeli csúszás. Szaggatott vonallal az eredeti, míg pirossal az új impulzus időbeli helyzetét jelöltem.

A második derivált a legjelentősebb a diszperzió vizsgálatának szempontjából, ugyanis ezzel jellemezhetőek leginkább az ultrarövid impulzusok terjedése közben fellépő alakváltozások. Ennek a mennyiségnek *csoportkésleltetés-diszperzió* nevet adták (*group delay dispersion, GDD*, mértékegysége:  $\text{fs}^2$ ). Ezzel írható le az impulzusok időbeli kiszélesedése. Ez a másodrendű diszperzió ugyanis már a különböző spektrális komponensek sebesség szerinti differenciálódását okozza. Világos, hogy a különböző sebességű komponensek a jelalak megváltozását, legáltalánosabb esetben kiszélesedését okozza. A kiszélesedés mértéke igen nagy mértékben függ a jel időbeli hosszától:

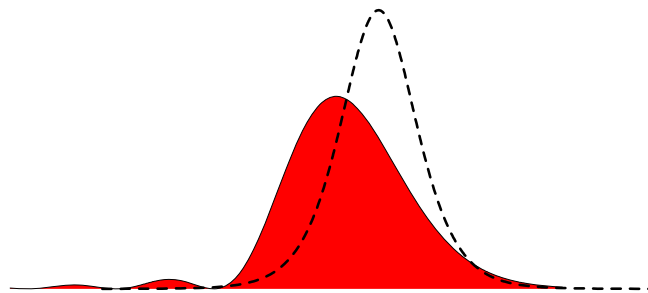
$$\tau' = \tau \sqrt{1 + \left( \frac{4 \ln 2}{\tau^2} \cdot GDD \right)^2}, \quad (8)$$

ahol  $\tau'$  a kiszélesedett,  $\tau$  az eredeti impulzus időbeli félérték-szélessége. A képletből világosan kiderül, hogy a  $\tau$  csökkenésével a kiszélesedés egyre drasztikusabban jelentkezik. A következő ábrán láthatjuk a  $GDD$  eredményeképpen létrejött jeltorzulást. A 2. ábrához hasonlóan itt is szaggatottal jelöltem a kiindulási impulzust.



3. Ábra. Kiszélesedés csoportképletelés-diszperzió miatt

A harmadik deriváltat egyszerűen harmadrendű diszperzióknak nevezték el (*third order dispersion, TOD*, mértékegysége:  $\text{fs}^3$ ). Az ilyen jellegű diszperzió a jel időbeli alakját aszimmetrikussá teszi, sőt kisebb mellékimpulzusok is megjelenhetnek. A 4. ábrán látható a harmadrendű diszperzió eredménye.



4. Ábra. Jeltorzulás harmadrendű diszperzió hatására

## Célkitűzések

Az előző fejezetben láthattuk, hogy az ultrarövid impulzusok kiszélesedést szenvednek diszperzív közegekben. Ez a hatás jelentőssé válhat már normál nyomású levegőben, de akár alacsony nyomású nyalábterelő csövekben is. Céлом volt meghatározni a levegő csoportkésleltetés-diszperziójának nyomásfüggését, különös tekintettel az 1 mbar és 0.01 mbar közötti tartományra.

A projekt során először szimulációk elvégzésével kellett analizálnom a lehetséges hibaforrásokat, ezután a normál nyomású levegő diszperziós együtthatóit mértem meg, mely jó egyezést mutatott az irodalomban található törésmutató-képletből számolt értékekkel. Az ez után következett mérésekből az a meglepő eredmény született, hogy alacsony nyomásokon a vártnál lényegesen magasabb diszperzió maradt. Ennek pontosítására illetve ellenőrzésére terveztük a teljes nyomásfüggés mérését. A korai kiértékelési eljárások nem adtak információt a mérések szórásáról és gyakran egymástól eltérő eredményeket szolgáltatottak. Másodlagos célként egy általánosan használható, gyorsabban működő és sok mérés esetén könnyen automatizálható program írását tűztem ki. A programot C++ nyelven valósítottam meg a korábbi MathCad-es verziókkal szemben. Az általam kidolgozott eljárás néhány alapvető dologban eltérően működik elődeitől, és információt szolgáltat a *GDD* és *TOD* értékek szórásáról is.

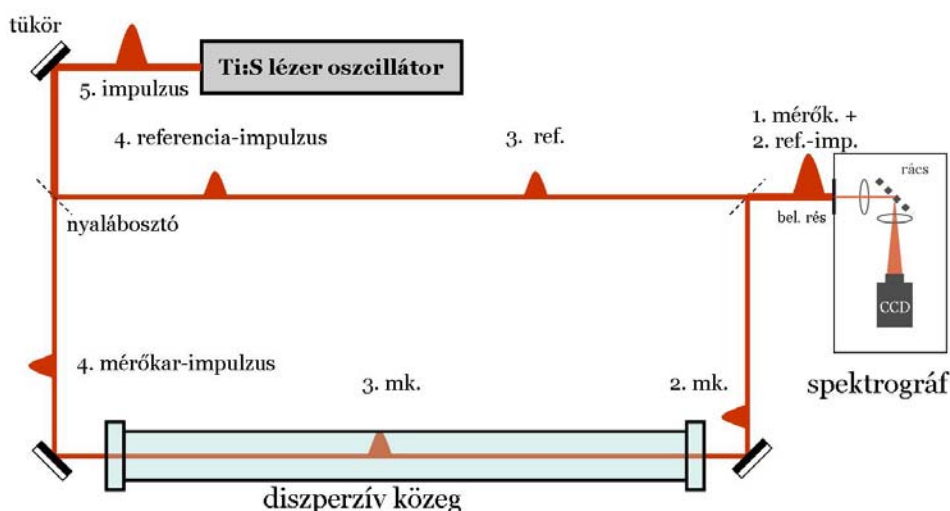
A legpontosabb eredmények eléréséhez a mérési összeállítás elemeit is megfelelően kell kiválasztanunk és beállítanunk. További céлом volt a mérési eljárás során a legjobb beállítások megtalálása, megvalósítása és a mérési sorozatok elvégzése.



## A diszperziós együtthatók mérése

A diszperziós együtthatókat a fáziseltolódás-függvény polinom-illesztéséből határozzuk meg. Fázis-jelenségek mérésére legkézenfekvőbbnek tűnik valamilyen interferencián alapuló mérést kidolgozni. Kísérletünkhöz a spektrálisan és térben bontott interferencia (SSRI) módszerét választottuk. A spektrális bontás egy egyszerű spektrográffal történik, így lehetőség nyílik viszonylag nagyobb hullámhossztartomány egyidejű vizsgálatára. Emiatt igen közkedvelten alkalmazzák szélessávú fényforrásokot, például fehér fényt vagy ultrarövid lézerimpulzusokat igénylő mérésekben [3,4].

A fáziskülönbség létrehozására a nyalábot két részre kell osztani, amit egy Mach-Zehnder interferométerben valósítunk meg. Az 5. ábrán látható az interferométer vázlatos felépítése. Fényforrásként Ti:S lézer oszcillátorból kilépő ultrarövid impulzussorozatot használunk. Egy nyalábosztó alkalmazásával az impulzusok két karban haladnak tovább, úgymint referencia- és mérőkar. A mérőkarban helyezzük el a diszperzív mintát, jelen esetben a levegővel töltött, változtatható nyomású csövet. Az itt lezajló fáziseltolódást akkor tudjuk észlelni, ha van mihez viszonyítanunk: ezt a viszonyítási pontot szolgáltatja a referenciakar. Ennek a karnak a hosszát célszerű minél rövidebbre választani, hogy a levegő mozgásából adódó esetleges törésmutató-változások zavaró hatása ne legyen számottevő. A mérések során azt feltételezzük, hogy a referenciakarban valamilyen *állandó értékű* a diszperzió, nem pedig hogy elhanyagolhatóan kicsiny. Arra, hogy gyakorlatilag mennyire tekinthető változatlanak, a későbbiekben visszatérek. A kapott eredményeket tehát nem abszolút mennyiségeknek kell tekintenünk, hanem relatívoknak.

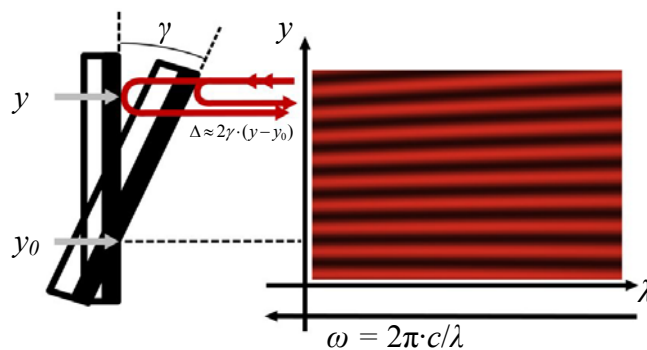


5. ábra. Mach-Zehnder interferométer diszperzió mérésére

A mérésből tehát azt kapjuk meg, hogy a nyomás csökkentésével mennyivel csökkent a csőben lévő gáz diszperziója. Ennek megfelelően nem kell meglepődnünk, ha a közvetlenül mért értékek előjele negatív.

A mérőkar jóval hosszabb, egészen pontosan két egymást követő impulzusnak megfelelő távolsággal hosszabb a referenciakárnál, amint ezt az 5. ábrán ki is emeltem. Ez azt jelenti, hogy nem az azonos időpontban generált impulzusok fognak egymással interferenciát létrehozni, hanem egymást követőek. Ez első hallásra meglepő lehet, de a jelenség létrejöttének nincs semmilyen fizikai korlátja. Az egyetlen feltétel az, hogy az impulzusok koherencia-tartományai átfedjenek egymással, ehhez viszont rendkívül pontosan kell beállítanunk a referenciakar hosszát a mérések megkezdése előtt. Az egyes impulzusok sorrendjét az ábrán bejelöltem.

A nyalábokat újraegyesítés után egy spektrográfba tereljük, ahol a belépő rés és egy lencse után egy rácsra kerülnek, mely elvégzi a spektrális bontást. Az első rendű elhajlási képet újabb lencse segítségével egy CCD-kamera chip-jére képezzük, és a kapott képek kiértékeléséből juthatunk mérési eredményekhez. A spektrális bontás azonban önmagában nem elegendő a képek kiértékelhetőségéhez, ugyanis ha a nyalábok párhuzamosak (és természetesen fedik egymást) csak erősítést vagy kioltást láthatunk.



6. ábra. Interferenciacsíkok létrehozása

Térbeli bontás azt jelenti, hogy az egyik tükröt a függőleges  $y$  tengely mentén kicsiny  $\gamma$  szöggel megdöntjük a többihez képest. Ekkor a nyalábok is ugyanekkora szöget zárnak be,  $y$ -től lineárisan függő  $\Delta = 2\gamma \cdot (y - y_0)$  úthossz-különbség miatt fáziseltolódás jön létre az interferogramon:

$$\varphi_{dőlés}(y, \omega) = \frac{\omega}{c} \Delta = \frac{\omega}{c} 2\gamma \cdot (y - y_0) . \quad (9)$$

Ennek köszönhetően interferenciacsíkok jelennek meg a képen, melyek a  $\gamma$  szög növelésével sűrűsödnek. Az interferogram így válik kiértékelhetővé. A (9) egyenletből világosan látszik, hogy az  $\omega$  szerinti lineáris függés miatt kapunk egy  $y$ -tól függő csoportkésettétést:

$$GD_{dőlés}(y) = \frac{d\varphi_{dőlés}(y, \omega)}{d\omega} = 2\gamma \cdot (y - y_0) / c. \quad (10)$$

Szerencsére a számunkra fontos, magasabb rendű deriváltakra ez nincs hatással. A 6. ábra interferencia-képéről kiderül, hogy  $GD_{dőlés}(y = y_0) = 0$  értéknél a csík teljesen egyenes, míg  $y_0$ -tól távolodva a csíkok egyre inkább széttartanak. Ez nem meglepő, hiszen a frekvencia csökkenésével az interferenciacsíkok hullámhossza, s így a maximumok között lévő  $y$  távolság is egyre növekszik.

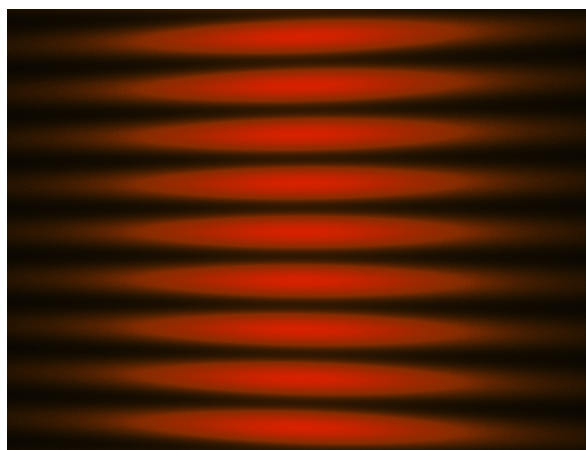
Ezek után lássuk az interferenciát leíró egyenletet, mely a kiértékelés kiindulópontja. Legyen  $I_m(y, \omega)$  a mérőkar intenzitás-eloszlását eloszlását leíró függvény, míg a referenciakaré hasonlóan  $I_r(y, \omega)$ . Az interferogram a következőképpen számolható:

$$I(y, \omega) = I_r(y, \omega) + I_m(y, \omega) + 2\sqrt{I_r(y, \omega) \cdot I_m(y, \omega)} \cdot \cos(\varphi(y, \omega)), \quad (11)$$

ahol  $\varphi(y, \omega)$  jellemzi az interferáló nyalábok fázisbeli különbségét; esetünkben ez két tagból tevődik össze. Egyrészt tartalmaz egy diszperzió miatt létrejött fáziskülönbséget az (5) kifejezés szerint, másrészt a tükrödés által okozott hatást, amit a (9) egyenlet ír le. A teljes fáziskülönbség tehát:

$$\varphi(y, \omega) = \frac{\omega}{c} \cdot L \cdot (n(\omega) - 1) + \frac{\omega}{c} \cdot 2\gamma \cdot (y - y_0). \quad (12)$$

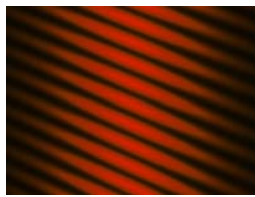
Ennek a függvénynek kell vizsgálnunk a Taylor-sorát. Haladjunk sorban az együtthatókkal, és figyeljük meg, hogy külön-külön hogyan fedezhetőek fel az interferogramon. Lásunk először egy diszperzió nélküli esetet a 7. ábrán.



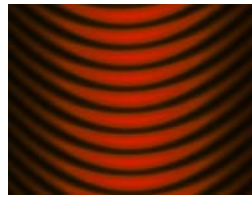
7. ábra. Interferencia diszperzió nélkül

Az általam szimulációval készített ábrán jól megfigyelhető a csíkok széttartása, valamint az, hogy a láthatóság a központi frekvencia körül maximális, a szélek felé közeledve egyre gyengébb. Minél rövidebb impulzusokkal dolgozunk, a spektrális szélességük annál nagyobb lesz, és ezzel együtt növekszik a jól látható és kiértékelhető terület az interferogramon. Mindegyik szimuláció 18 fs-os impulzusedővel készült, mely körülbelül 50 nm-es sávszélességet jelent. A központi frekvencia 2,356 1/fs, ami a Ti:S lézer 800 nm-es hullámhosszának felel meg.

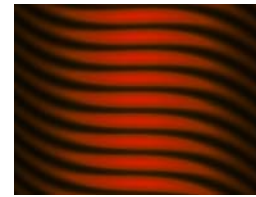
A csoportképletetés fizikai jelentésének tárgyalásakor rávilágítottam, hogy ilyenkor az impulzus lemarad az eredetihez képest. Két interferáló impulzus esetén ez azt jelenti, hogy időbeli és így térbeli távolság van közöttük, de már egymás koherencia-tartományán belül. Ez könnyen kiküszöbölhető a referenciakar hosszúságának finom hangolásával. A szimulált interferenciakép  $GD = 150$  fs érték mellett a 8.a ábrán látható. Világosan kitűnik, hogy a magas csoportképletetés-érték a csíkok erőteljes dőlését okozza. A széttartás és az  $y$ -tengely menti lineáris függés ezen a képen is megtalálható, de hatása jóval elenyészőbb.



8.a  $GD$  hatása



8.b  $GDD$  hatása



8.c  $TOD$  hatása

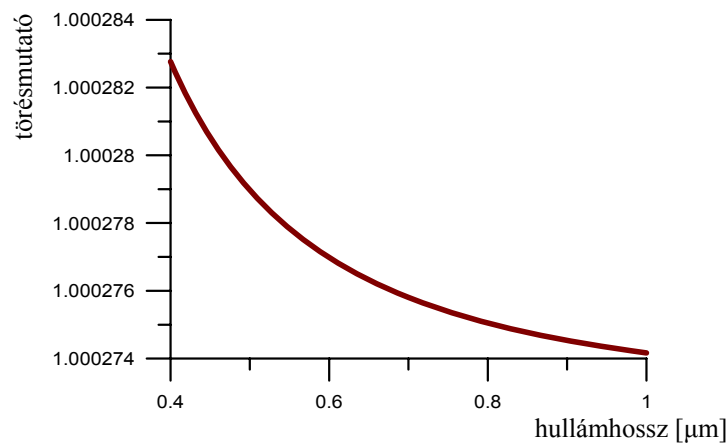
A 8.b ábrán a csoportképletetés-diszperzió eredménye látható: az interferenciacsíkok parabola alakot vesznek fel. A szimuláció  $GDD = 3000$  fs<sup>2</sup> mértékű diszperzió mellett készült. A levegővel történő mérések során ennél legalább két nagyságrenddel alacsonyabb értékeket kellett visszafejtenünk, ami jelentős kihívást jelentett. Az ilyen interferogramok sokkal inkább a 7. ábrára hasonlítottak. A 8.c ábrán harmadrendű görbéket láthatunk, melyek a harmadrendű diszperzió eredményei. Ennél a képnél  $TOD = 50000$  fs<sup>3</sup>. A levegő esetében a  $TOD$  mérésre reménytelennek bizonyult, legjobb esetben is csupán nagyságrendi becslést tudunk adni rá.

## A levegő törésmutatója és diszperziója

A szakirodalomban található, levegőre vonatkozó legmegbízhatóbb törésmutató-képletet Edlén-formula néven találjuk meg [7]. A formula korrekcióját és kiterjesztését nyomásra, hőmérsékletre, páratartalomra valamint CO<sub>2</sub> tartalomra Birch és Downs közölte 1994-ben [2]. Az alapegyenlet:

$$n = 1 + 10^{-8} \cdot \left( 8342.13 + \frac{2406030}{130 - 1/\lambda^2} + \frac{15997}{38.9 - 1/\lambda^2} \right), \quad (13)$$

ahol a  $\lambda$  vákuumbeli hullámhosszat jelöli, és száraz levegőre, 1 bar nyomásra, 15°C-ra, 300 ppm CO<sub>2</sub>-tartalomra vonatkozik. Az (13) formula pontossága körülbelül  $\pm 3 \cdot 10^{-8}$  nagysá-



9. ábra A levegő törésmutató-függvénye

gú a 200 nm-től az infravörösig terjedő hullámhossztartományon. Méréseimet tehát éppen az érvényességi tartomány határán végzem, így fontos a mérések és számolt értékek összevetése, amit az alábbiakban láthatunk. Ezeket az eredményeket a 2005-ös OTDK-, valamint a CLEO-Europe (2005) konferencián már bemutattam [8,9].

$$GDD_{\text{számolt}} = 20.7 \pm 1.2 \text{ fs}^2/\text{m}$$

$$GDD_{\text{mért}} = 20.9 \pm 1.0 \text{ fs}^2/\text{m}$$

$$TOD_{\text{számolt}} = 10 \pm 3 \text{ fs}^3/\text{m}$$

$$TOD_{\text{mért}} = -10 \pm 10 \text{ fs}^3/\text{m}$$

A csoportképletés-diszperzió értékek igen jó egyezést mutatnak, ez viszonylag pontosan meghatározható. Harmadrendű diszperzió esetén már nehezebb a dolgunk, itt a mérésekből csak körülbelüli értéket tudunk megállapítani. A mért és számolt értékek 1 bar nyomásra, 23°C-ra, és 40%-os páratartalomra vonatkoznak. A számolt adatok szórása a törésmutatóra

megadott  $\pm 3 \cdot 10^{-8}$  nagyságú bizonytalanságból származik. Mivel analitikus módszert nem találtam, szimulációval számoltam ezeket a szórásértékeket.

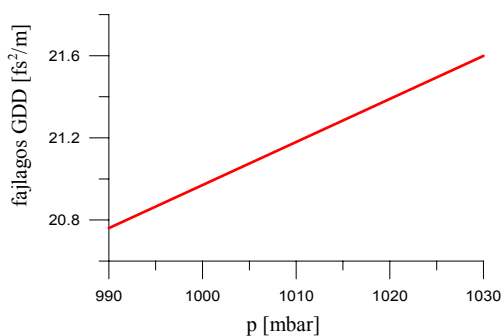
A törésmutató-formula további egyenletekkel kiegészíthető nyomásra, hőmérsékletre és páratartalomra vonatkozó korrekciókkal [2]. A (14)-es egyenletben a  $T$  hőmérsékletet  $^{\circ}\text{C}$ -ban kell megadnunk, míg a  $P$  nyomásértékeket pedig torr-ban. Különösen lényeges számunkra, hogy a méréseket 35 mbar és 1150 mbar között végezték, ez tekinthető a formula érvényességi tartományának:

$$(n-1)_{TP} = (n-1) \cdot \frac{P}{720.775} \cdot \left[ \frac{1 + P(0.817 - 0.0133 \cdot T) \cdot 10^{-6}}{1 + 0.0036610 \cdot T} \right]. \quad (14)$$

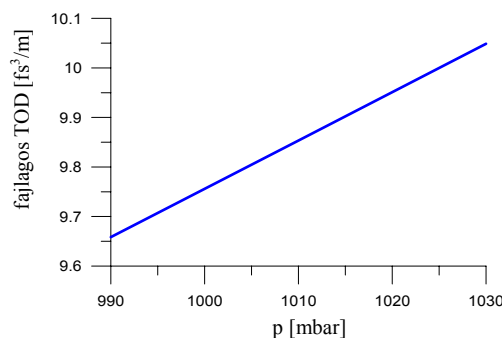
A szintén torr-ban megadott  $f$  vízgőznyomásra vonatkozó korrekció pedig a (15)-ös egyenletben látható:

$$n_{TPf} = n_{TP} - f(5.722 - 0.0457/\lambda^2) \cdot 10^{-8}. \quad (15)$$

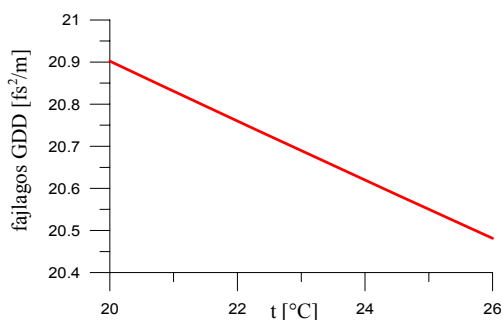
A gáz állapotjelzőknek van némi bizonytalansága, nem mondhatjuk azt, hogy a nyomás, hőmérséklet és páratartalom minden határon túl állandónak tekinthető. Vizsgáljuk meg, hogy a  $GDD$  és  $TOD$  értékek a formulák alapján hogyan függenek ezektől a mennyiségektől. Ez alapján információt kapunk arról is, hogy a diszperziós együtthatók milyen tartományokban ingadoznak. A 10.a és 10.b ábrán a  $GDD$  és  $TOD$  nyomásfüggése látható a normál légköri nyomás körüli tartományban. Feltételezve, hogy a nyomás napi ingadozása  $\pm 20$  mbar értékű, ez néhány tizedes bizonytalanságot jelent az együtthatókban.



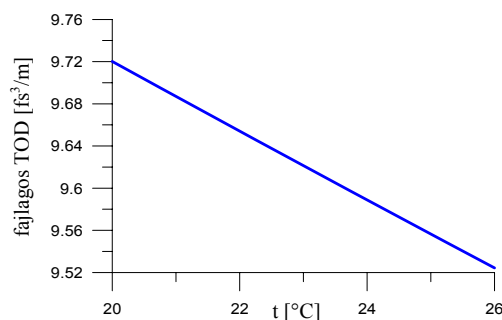
10.a ábra A  $GDD$  nyomásfüggése



10.b ábra A  $TOD$  nyomásfüggése

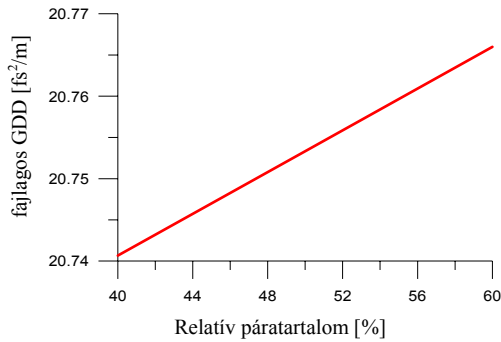


11. a ábra. A  $GDD$  hőmérsékletfüggése

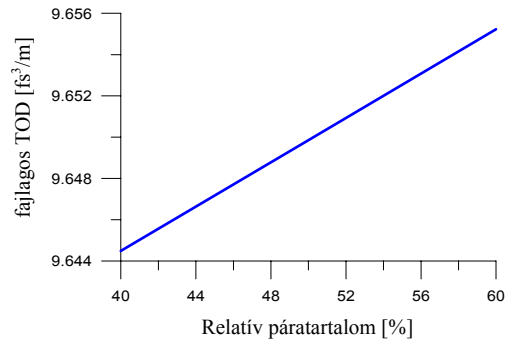


11. b ábra. A  $TOD$  hőmérsékletfüggése

Hasonló a helyzet a hőmérsékletfüggéssel is. A labor légkondicionálása mellett is tipikusan  $\pm 1$  °C-os hőmérsékletingadozás fordul elő. Ez szintén néhány tizednyit befolyásol a levegő *GDD* és *TOD* értékén. Mint a 11. a. és 11. b. ábrán is látható, a hőmérséklet növelésével ezek az értékek csökkenek. A 12. a. és 12. b. ábrákon a relatív páratartalomtól való függést tüntettem fel.



12. a ábra. A *GDD* páratartalom-függése

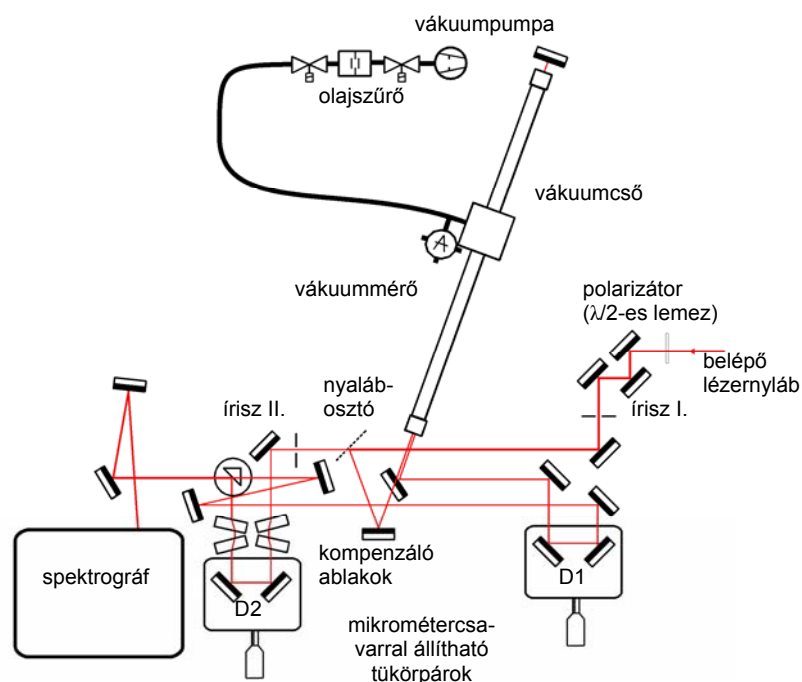


12. b ábra. A *TOD* páratartalom-függése

A páratartalom már nincs olyan jelentős hatással a diszperziós együtthatókra, mint a hőmérséklet és leginkább a nyomás ingadozása volt. Viszonylag szélesebb tartományon belül is csak a második illetve *TOD* esetén csak a harmadik tizedesjegyben okoz változást. A levegő  $\text{CO}_2$  tartalma is hatással van a törésmutatóra, de ezt nem állt módunkban mérni, és az irodalmi értékek alapján a vízgőzénél kisebb effektust okoz. Mindegyik görbe szembeötlően egyenesnek tűnik. Ezt a rövid ábrázolási tartomány és a levegő alacsony diszperziója eredményezi.

## Mérési összeállítás

Az elméleti összefoglalóban már esett szó arról, hogy a diszperziós együtthatók mérését egy Mach-Zehnder interferométerrel valósítjuk meg. A mérőkarban elhelyezett, szabályozható nyomású vákuumcsőben lévő levegő diszperzióját fogjuk mérni, pontosabban annak nyomásfüggését. Normál légköri nyomáson – korábbi mérésekből és számításokból [8] – már ismerjük a *GDD* és *TOD* értékét. A vákuumcsőben erről az ismert értékről fogjuk csökkenteni a nyomást és mérni a diszperziós együtthatók csökkenését. A kísérleti elrendezés a 13. ábrán látható.



13. ábra Mérési elrendezés

Fényforrásként a Ti:S lézer oszcillátorából kilépő 800 nm központi hullámhosszúsággal rendelkező, 18 femtoszekundumos, 52 nm sávszélességű lézerimpulzusokat használtam. Az oszcillátor 71 MHz ismétlési frekvenciával szolgáltatja az impulzusokat, ami 4,22 m-es követési távolságnak felel meg. Ennyi optikai úthosszal kell hosszabbnak lennie a mérőkarnak az interferencia létrejöttéhez. Az impulzusok energiája nem játszik szerepet a mérésben, elegendők néhány nJ-nyi értékek. Magasabb energiákon, és így magasabb intenzitásoknál már nemlineáris effektusok befolyásolhatnák a mérést. A nyaláb először egy polarizátoron halad keresztül, mely azért volt szükséges, hogy a spektrográf rácsának az eredeti polarizációs álla-



potban tapasztalt, egyes hullámhossztartományokon gyengébb mértékű visszaverő-képességén javítsunk a polarizációs sík s-polarizációba történő elforgatásával. A nyaláb pontos irányítására szolgáló tükrök után egy nyalábosztóval bontjuk a fényt. Egyenesen továbbhaladva a referenciakarba jutunk. Itt négy ablakon halad keresztül a nyaláb, hogy a vákuumcső ablakainak diszperzióját minél jobban kompenzáljuk, ugyanis azok jelentős effektust okoznának. Vastagságuk 6.35 mm, átmérőjük 25.4 mm; a felesleges és zavaró mellék-interferenciák elkerülésére az ablakok kissé el vannak forgatva. A interferencia létrejöttéhez az impulzusoknak át kell fednie. Ezt úgy érhetjük el, hogy miután néhány centiméter pontossággal beállítottuk a karok hosszát, egy gyors fotodiódával ellenőrizzük a két impulzus közti távolságot és ennek megfelelően még állítunk a karokon, hogy azok a lehető legjobban átfedjenek. Ekkor még nem tapasztalunk interferenciát, ezért van szükség a karok hosszának finomhangolására a  $D1$  és  $D2$  mikrométercsavarral ellátott mozgatható asztalok segítségével. A néhány mikronos átfedési tartományt megtalálni az 5-10 cm-es tartományon igencsak időigényes feladat.

A nyalábosztóról visszaverődő nyaláb a mérőkarban folytatja útját, ahol kétszer áthalad az 1.8 méter hosszúságú vákuumcsövön. A cső kiürítését egy olajcsapdával ellátott rotációs szivattyúval végeztük, a nyomás ellenőrzésére két kapacitív vákuummérőt használtam, 1000 mbar – 1 mbar, illetve 1 mbar – 0.001 mbar méréshatárokkal, de a rendszer 0.01 mbar mélységű nyomást ért csak el.

Néhány terelőtükör után a nyalábokat újra egyesítjük, amelyek aztán a spektrográfba kerülnek. A belépő rést elhagyva a nyalábot egy lencse segítségével a spektrális bontást végző rácstra fókuszáljuk, majd az elsőrendű elhajlási képet egy CCD-kamerára vetítjük. A chip mérete  $3.67 \times 4.84$  mm,  $494 \times 652$  pixelt tartalmaz, melyek 10 bites színmélységben, azaz 0 és 1023 közötti értéket mérnek. Expozíciós ideje 1 ms-ig csökkenthető, 10 Hz-es frissítéssel szolgáltat képeket. A mérést kipróbáltuk jobb pixel- és színmélység-paraméterekkel rendelkező kamerákkal is, de az eredmények szórása nem csökkent, csupán a kiértékelés ideje nőtt meg.

## Kiértékelés

Az interferogramok felvétele után a következő lépés a kiértékelés. A korábban használt, MathCad-ben írt programok csak jelentősebb diszperzió kimutatására voltak alkalmasak [10], ezért szükség volt egy új eljárás kidolgozására. A gyorsabb futás, könnyebb kezelhetőség és automatizálhatóság érdekében C++-ban írtam a programot, melyben korábbiakhoz képest lényeges újítás, hogy automatikusan választja ki és maximalizálja a kép kiértékelhető tartományát, információkat ad az illesztések helyességéről és kiszámítja a *GDD* és *TOD* mennyiségek szórását is.

A kiértékeléshez szükség van az interferogram mellett az egyes karok intenzitás-eloszlására is, melyet egyszerűen a másik kar kitakarásával vehetünk fel. A felvett képeket  $494 \times 652$ -es mátrixokként értelmezzük. A (11)-es egyenlet alapján egy mátrixegyenletet írhatunk fel:

$$\mathbf{I}_{i,j} = \mathbf{R}_{i,j} + \mathbf{M}_{i,j} + 2\sqrt{\mathbf{R}_{i,j} \cdot \mathbf{M}_{i,j}} \cdot \cos(\varphi_{i,j}), \quad (16)$$

ahol  $i = 0..493$  a térbeli,  $j = 0..651$  a spektrális index,  $\mathbf{I}$  az interferogramnak,  $\mathbf{R}$  a referenciakarnak,  $\mathbf{M}$  a mérőkarnak megfelelő mátrix. Az egyes intenzitáseloszlásokra jellemző felvételek láthatóak a 14. a-c. ábrákon. Ezekből átrendezéssel meghatározzuk a  $\varphi$  fázis-eloszlást kifejező mátrix elemeinek koszinuszát.



14. a. Az  $\mathbf{I}$  interferogram

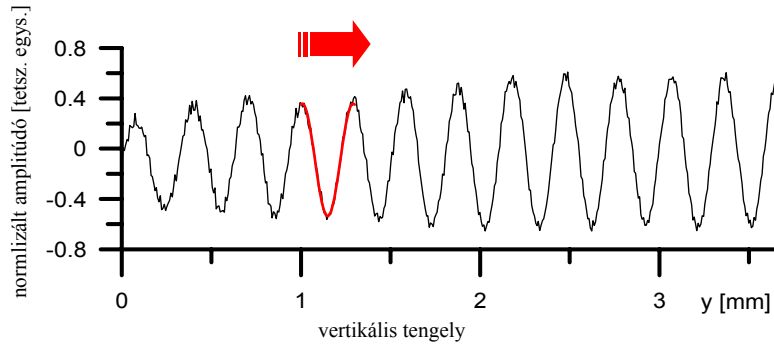


14. b. Az  $\mathbf{R}$  referenciakar



14. c. Az  $\mathbf{M}$  mérőkar

Ezután egyszerű illesztés következne, de az amplitúdó erőteljesen változik és ez teljesen elrontaná az egyszerű, konstans amplitúdóval próbálkozó  $\cos$ -illesztést. Ehelyett egyszerűen csak körülbelül egy periódusnyi szakaszra illesztünk, meghatározva ebből az illesztett szakasz középső pontján a fázist, frekvenciát és az amplitúdót. Következő lépésben egy pixellel arrébb lépünk és hasonlóképpen illesztünk egy periódusnyi szakaszra (tehát az új illesztési szakasz csak két pontban különbözik az előzőtől), ily módon végighaladva egy oszlopon, egy  $0$  és  $2\pi$  között változó fűrészfog-függvényt kapunk, melyet célszerű „kiegyenesíteni”, azaz a  $2\pi$  körüli ugrásokat összekötni. A 15. ábrán láthatjuk a folyamatot egy normált kép metszetén.

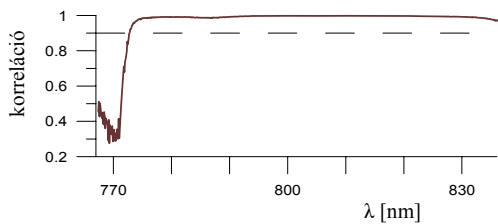


15. ábra. Illesztés

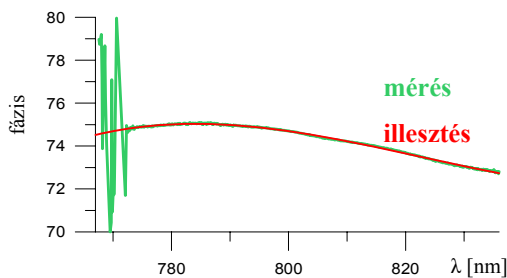
Miután egy oszlopon végighaladt az illesztés, folytatja a következővel, végighaladva az összes oszlopon. Mindeközben a program korrelációt is számol, hogy információnk legyen a mérési pontok és az illesztés kapcsolatáról. Gyenge láthatóság esetén a korreláció erősen csökken, ezeken a tartományokon mellőzzük a kiértékelést. A cos-illesztés befejezésével kapjuk a 16. a ábrán látható  $\varphi_{i,j}$  fázisnak megfelelő mátrixot. A szemléltetés kedvéért olyat választottam mintának, amelyen jól látható hibás tartomány van, melyet nem lehet kiértékelni.



16.a ábra A fáziseloszlás mátrixa



16.b ábra Korrelációs függvény



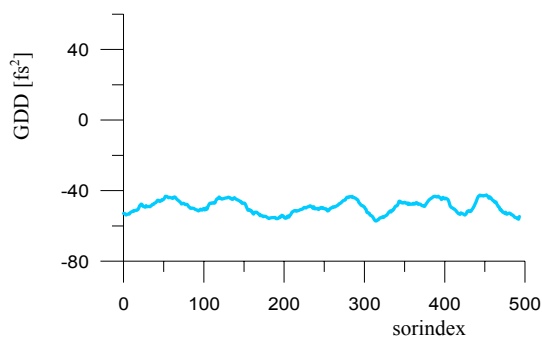
16.c ábra Polinom illesztése

lasztottam mintának, amelyen jól látható hibás tartomány van, melyet nem lehet kiértékelni.

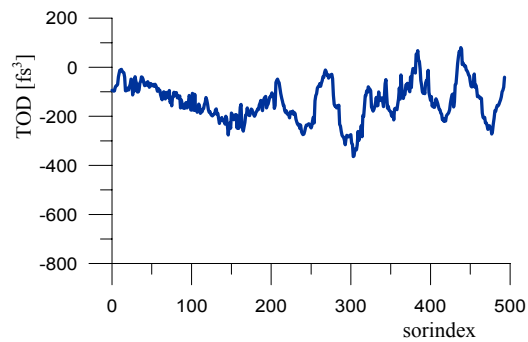
A következő, 16.b ábra mutatja a korrelációs függvényt, mely megmutatja, hogy mennyire van összhangban az illesztett görbe a mérési pontokkal. Minél közelebb van ez az érték 1-hez, annál jobb a kiértékelés. A görbe alapján eldől, hogy mely oszlopok kerülnek kiértékelésre. Küszöbszintek a 0,9-es értéket választottam. Ez nem bizonyult túlságosan magas értéknek, megfelelő kísérleti beállítással könnyen készíthetők olyan képek melyeken az egész tartomány kiértékelhető.

Viszont ha mégsem végeznénk el a hibás adatok szűrését, akkor azok könnyen nagyságrendeket ronthatnak az eredményeken. A 16. c ábrán a fáziseloszlás-mátrix egy sorának metszetét látjuk (zölddel), amint arra egy harmadrendű polinomot illesztünk (pirossal jelölve). A polinom változója nem a grafikonon könnyebb átláthatóság miatt

feltüntetett hullámhossz, hanem a (6) egyenletben szereplő központi körfrekvenciától mért eltérés. A polinom együtthatóiból ezután ugyancsak a (6) egyenlet alapján egyszerűen kiszámolhatóak a  $GDD$  és  $TOD$  értékek. Mindezt eddig csak egy sorban hajtottuk végre, és semmi akadálya sincs, hogy a többi sorra is ugyanígy kiszámoljuk, ugyanis a (12) képlet deriválása alapján csak a  $GD$  függ az  $y$  vertikális értékről, a  $GDD$  és  $TOD$  értéke állandó. Nos valójában véletlenszerűen oszcillálnak az értékek, semmilyen tendenciát nem véltem felfedezni rajtuk, de ez alkalmas arra, hogy szórást számoljunk. A 17. a és 17. b ábrák mutatják a számolt  $GDD$  illetve  $TOD$  értékeket az sorok számának függvényében. A kapott eredmények ebben az esetben  $GDD = -49.1 \pm 3.8 \text{ fs}^2$ -nek és  $TOD = -140 \pm 78 \text{ fs}^3$ -nek bizonyultak.



17. a ábra  $GDD$  értékek átlagolása



17. b ábra  $TOD$  értékek átlagolása

## Eredmények és diszkusszió

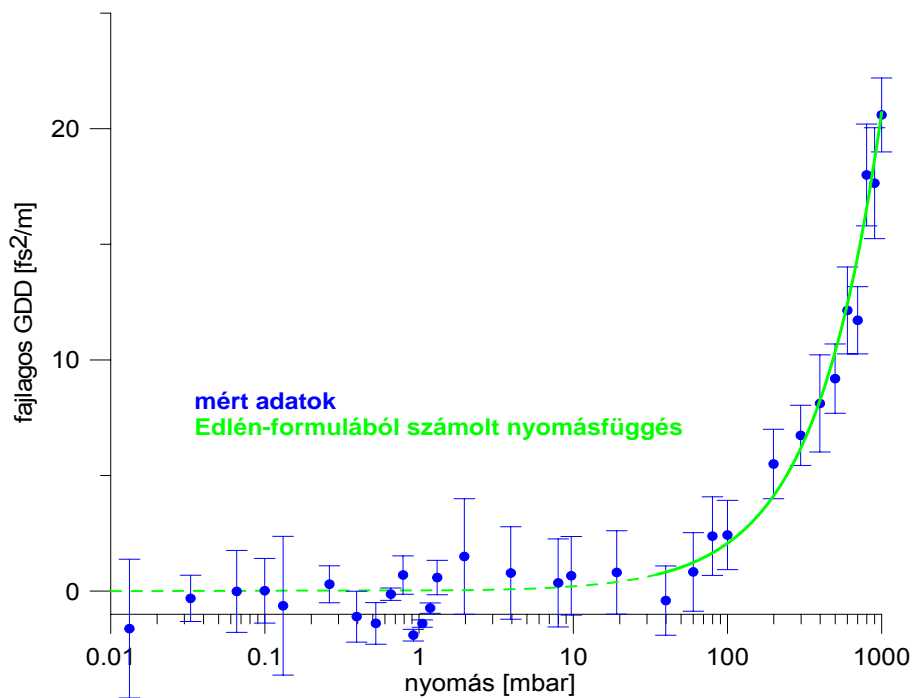
Méréseim korai szakaszában azt a meglepő eredményt kaptam, hogy a légköri nyomású és alacsony nyomású levegő diszperziója között nincs akkora különbség, amely elérné a várt 20-21 fs<sup>2</sup>/m körüli értéket, így arra enged következtetni, hogy alacsony nyomású levegőben a vártnál nagyobb diszperzió van [9]. Ennek ellenőrzésére végeztünk kísérleteket.

Először a vízgőztartalmat vizsgáltam. A nyomás fokozatos csökkentésével mértem a vízgőz egyik abszorpciós csúcsát 1368 nm közelében egy hangolható diódalézer segítségével. A mért csúcs azonban 0.1 mbar környékén már nem volt mérhető, így a vízgőztartalom nem magyarázta a magas visszamaradó diszperziót. A következő lépésben a cső ablakainak torzulását ellenőriztük. He-Ne lézer kitágított nyalábját vetítettem a cső ablakára, melynek külső és belső felületéről visszaverődő nyaláb interferencia-jelenséget eredményez, melyet egy ernyőn kísérünk figyelemmel. A nyomás csökkentésével a csíkok láthatóan megmozdulnak, de ez az elmozdulás csak egy 10<sup>-4</sup> nagyságrendű relatív optikai úthossz-változást jelent az ablak anyagában, amire az irodalomban találhatunk hasonló jellegű méréseket [11]. Ezzel pedig nem magyarázható a jelenség. Előfordulhat az is, hogy a deformáció miatt az ablakok lencseként működnek, így szögdiszperziót okoznak [12-13], melyet ha nem veszünk figyelembe, könnyen összetéveszthetjük az anyagi diszperzióval. Ez viszont azt jelenti, hogy a csövön áthaladó nyaláb szögdiszperziójának normál és alacsony nyomás mellett különböznie kell, de méréseink szerint ez sem különbözött. A vákuumablakok lencsehatása sem okozhatta a kérdéses diszperziót.

Ezek után a vákuumrendszer (egy régi *Varian DS* pumpa helyett egy frissen vásárolt, nagyobb szívóteljesítményű *Edwards*) és a cső (alumínium helyett rozsdamentes acél) cseréjével a teljes nyomástartományt végigmértem. Az új vákuumpumpa alacsonyabb nyomást tett lehetővé és a cső valamivel hosszabb is volt. A cserével azt is kiszűrhattük, ha esetleg a régebbi rendszer valamilyen ismeretlen tulajdonsága okozta volna a várt értéktől mért eltérést. Az új kapacitív nyomásmérők is nagyobb nyomástartományt fedtek át és pontosabb mérést biztosítottak az addig használt Pirani típusú mérőnél. Olajcsapdát ennél a rendszernél is alkalmaztam az olajgőzök gáztérbe jutásának elkerülésére. A csőre szerelt szelepekkel a nyomást megfelelően lehetett változtatni vagy konstans értéken tartani.

A csoportképletelés-diszperzió nyomásfüggését mutató grafikon a 18. ábrán látható. A mérési eredményeket és azok hibatarományát kékkkel jelöltem, míg a (14) egyenlet alapján számolt függvényt zölddel. A zöld görbe két szakaszra van osztva: a folytonos rész jelzi a hivatalos érvényességi tartományt (35 mbar – 1150 mbar), szaggatott szakasz mutatja az ala-

csonyabb nyomásokra extrapolált függvényértékeket. A valóságban azonban közel sem biztos, hogy ennek megfelelően viselkedik a diszperzió. Alacsony nyomáson már jelentősen változhat a levegő összetétele a nagyobb nyomásokhoz képest. Más gázok (főként a nehezebb molekulású gázok) dominanciája megnőhet, ami miatt a diszperzió eltérhet a jósolt értéktől. Az újabb mérési eredmények azonban már nem mutattak váratlan eredményeket. Megfigyelhető, hogy az adatpontokhoz tartozó hibahatárok néhány esettől eltekintve egybeesnek a számolt görbével. Ezzel a méréssorozattal ellenőriztük és igazoltuk, hogy a levegő diszperziója méréshatáron belül eltűnik a kérdéses nyomástartományon.



18. ábra. A *GDD* nyomásfüggése

Az adatokra illesztett görbét nem tüntettem fel a grafikonon, mivel az gyakorlatilag egybeesett a számolt függvénnyel. Szemléteesebb, ha a (14) egyenlethez hasonló formába öntjük, ekkor ugyan az illesztési együtthatókban elég jelentős különbség van, de ez a törésmutató-értékeket nem befolyásolja jelentősen. Az illesztett formula az új együtthatókkal:

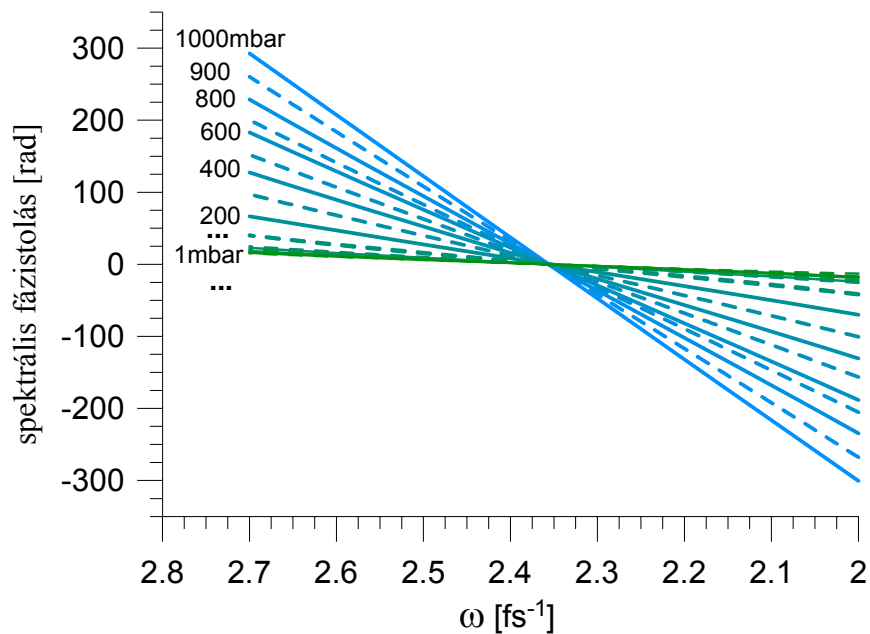
$$(n-1)_{TP} = (n-1) \cdot \frac{P}{752.766} \cdot \left[ \frac{1 + P(1.550 - 0.0133 \cdot T) \cdot 10^{-6}}{1 + 0.0036610 \cdot T} \right], \quad (17)$$

ahol  $P$  torr-ban értendő, az illesztett együtthatókat pedig vastagítva jelöltem. Emlékeztetőül az eredeti képletben a 752.766 helyett 720.775, 1.550 helyett 0.817 szerepelt. Az eltérés oka az alacsony nyomású tartomány mérési adataiból származhat, lévén ezek kívül esnek az eddig érvényes nyomástartományon, tehát ilyen adatok nem álltak rendelkezésre a (14) formula

közzétételekor. Az újraillesztett formula már sokkal szélesebb skálán, 0.01 mbar és 1000 mbar között érvényes. Az új eredmény négy nagyságrenddel bővítette ki nyomás érvényességét.

A *GDD* pontos értékei mellett a *TOD* értékek már nem mutatnak mérhető mértékű nyomásfüggést, a  $\pm 10 \text{ fs}^3/\text{m}$  hibahatáron belül végig nullának tekinthető.

A már ismert diszperziós értékek felhasználásával kiszámolhatjuk a fázistolás spektrális függését a (6) sorfejtés szerint, mérési eredményeinket a harmadfokú polinom megfelelő együtthatóiként beírva. A jobb összehasonlíthatóság kedvéért a konstans fázistolást



19. ábra. A fázistolás spektrális függése

nullának választottam a központi frekvenciánál. A 19. ábrán több nyomásérték mellett láthatjuk ezen függvényeket. Az egymást követő nyomásértékhez tartozó görbéket felváltva folytonos és szaggatott vonallal jelöltem. A bal oldalon látható is a görbék mellett feltüntetve a nyomás értéke mbar-ban, és a színkódolás is ezt a tendenciát mutatja: kéktől a zöld szín felé csökken a nyomás. A grafikonon nyomon követhető, ahogyan a meredekség is egyre kisebb lesz, ami a csoportkésleltetés csökkenését jelenti. A legalacsonyabb nyomásértékeknél már alig megkülönböztethető, gyakorlatilag vízszintes görbéket látunk.

## Összegzés

TDK-dolgozatomban a levegő diszperziójának nyomásfüggését vizsgáltam különös tekintettel a nagyobb lézerrendszerek esetén használt vákuumsövek nyomástartományára. Az irodalomban megtalálható, törésmutatóra vonatkozó egyenletek érvényességi tartománya nem terjed ki ilyen mélységű nyomásokra, ezért a diszperziós függvények nyomástartományának kiterjesztése új eredmény.

A mérést nehezítette, hogy a vizsgált mennyiségek nagyon kis értékűek, nehezen mérhetők. Meg kellett találnunk azt a megoldást, mellyel ezek mérhetővé váltak. A spektrálisan és térben bontott interferencia jól bevált módszer ilyen mérésekre, azonban ennek első változataival is csak jóval nagyobb diszperziók voltak mérhetőek kielégítő pontossággal. Munkám során kidolgoztam a megfelelő kiértékelési algoritmust, mellyel egyrészt pontosabb értékek nyerhetők, másrészt a teljes mérési- és kiértékelési eljárás gyorsabbá válik.

A kísérleti összeállítás megvalósításával és a mérés elvégzésével sikerült az Edlén-formula érvényességi körét 1 bar és 0.01 mbar közötti tartományra kiterjeszteni a korábbi 1 bar-tól 35 mbar-ig terjedő tartománnyal szemben, ami négy nagyságrendnyi bővítésnek felel meg.



## Irodalomjegyzék

- [1] S.O. Kasap: „Optoelectronics and Photonics” *Prentice Hall* (2001)
- [2] K.P. Birch, M.J. Downs: „Correction to the updated Edlén Equation for the refractive index of air” *Metrologia* 31 (1994) 315-316
- [3] J. Calatroni, J.C. Vienot: "Holographic analysis of dispersive pupils in space\_time optics," *Appl. Opt.* **20** (1981) 2026
- [4] C. Sainz, J.E. Calatroni and G Tribillon: „Refractometry of liquid samples with spectrally resolved white light interferometry” *Meas. Sci. Technol.* **1** (1990) 356
- [5] Kovács A.P.: „Optikai elemek fázistulajdonságainak interferometrikus vizsgálata” *PhD értekezés* (2000)
- [6] A. Poppe, R. Holzwarth, A. Apolonski, G. Tempea, Ch. Spielmann, T. Hänsch, F. Krausz: „Few-cycle optical waveform synthesis” *Appl. Phys. B.* **72** (2001) 373
- [7] B. Edlén: „The refractivity of air” *Metrologia* **2** (1966) 71-80
- [8] Börzsönyi Ádám: „Gázok diszperziójának mérése ultrarövid lézerpulzusok spektrálisan bontott interferenciájával” *OTDK-dolgozat* (2005)
- [9] K. Osvay, Á. Börzsönyi, A.P. Kovács, G. Kurdi, M. Görbe: „Dispersion of femtosecond pulses in ambient and low pressure air” *CLEO-Europe* (2005)
- [10] Balogh Renáta: „Interferometrikus impulzusz mérés” *OTDK-dolgozat* (2005)
- [11] K.P. Birch, M.J. Downs, D.H. Ferris: „Optical path length changes induced in cell windows and solid etalons by evacuation” *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **21** (1988) 690-692
- [12] K. Varjú, A.P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay: „Angular dispersion of femtosecond pulses in a Gaussian beam” *Opt. Lett.* **27** (2002) 2034-2036
- [13] K. Osvay, A. P. Kovács, Zs. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári: „Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors” *IEEE J.Sel.Top.Quant.Electr.* **10** (2004) 213-220

## **Köszönetnyilvánítás**

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőnek, Dr. Osvay Károlynak nélkülözhetetlen segítségért és támogatásáért, hasznos tanácsaiért. A mérések elvégzése közben sok segítséget kaptam Görbe Mihálytól és Dr. Kurdi Gábortól, a legmegfelelőbb mérőeszközök megtalálásában és egyéb technikai apróságokban pedig Búzás Viktóriától és Tábi Marianntól. A kiértékelőprogram írása közben Dr. Kovács Attila tapasztalataira és tanácsaira támaszkodhattam. Végtelen türelmük és segítőkészségük nélkül nem készülhettem volna el e dolgozattal, ezért mindannyiuknak köszönöm, hogy hozzájárulásukkal segítették munkámat.