

Prizmás impulzuskompresszorok hőmérsékleti stabilitásának modellezése

Tudományos diákköri dolgozat

Írta:

DOMBI PÉTER

Témavezető:

DR. OSVAY KÁROLY

JATE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged

1998.

TARTALOMJEGYZÉK

Tudományos előzmények, célkitűzések	3
1. Az impulzus lineáris terjedése diszperzív rendszerekben	5
2. A prizmás impulzuskompresszor általános leírása	9
3. Modell a prizmás impulzuskompresszor hőmérsékletfüggő fázistolására	13
3.1 A törésmutató hőmérsékletfüggésének megadása	14
3.2 A hőtágulás leírása	16
4. Szinkronpumpált lézerek	18
5. A termikusan stabil beállítás lehetősége	24
6. Ultrarövid impulzusú titán:zafír lézer	25
7. A prizmák hőtágulásának hatása	30
8. Az impulzuskompresszorok optimalizálása	31
9. A termikus hangolhatóság	32
10. Az impulzusok félértékszélességének hőmérsékletfüggése	35
11. Az impulzusok kontrasztjának hőmérsékletfüggése	38
Összefoglalás	41

TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK, CÉLKITŰZÉSEK

Már az első lézerek megjelenésétől kezdve a kutatók érdeklődésének homlokterébe került a különböző módszerekkel előállított rövid lézerimpulzusok időtartamának csökkentése. Érthető ez a törekvés, hiszen a lézerek segítségével olyan időben, térben és spektrálisan egyaránt jelentős és szabályozható energiakondenzációt sikerült elérni, amely addig az optikai, spektroszkópiai gyakorlatban ismeretlen volt. Az impulzusok időtartamának csökkentésére sokféle eszközt alkalmaznak. Ezek egyike a prizmás impulzuskompresszor, amely az impulzus diszperzív optikai közegben történő lineáris terjedésén alapul.

Mintegy harminc éve mutatták ki először az impulzuskompresszorok gyakorlati alkalmazhatóságát. Akkor elsőként konkrétan a rácsos kompresszort vizsgálták [1]. Mindemellett általánosan is belátható, hogy elméletileg bármely, szögdiszperzióval rendelkező optikai elem felhasználható impulzuskompresszióra [2, 3, 4]. A rács mellett a másik, leggyakrabban használt diszperzív optikai elem, a prizma erre a célra történő alkalmazásáról azonban csak a nyolcvanas évek közepén jelentek meg az első közlemények [2, 5, 6].

A kétféle, gyakorlatban is alkalmazott impulzuskompresszor (a prizmás és a rácsos) alkalmazása és tulajdonságai között lényeges eltérések vannak. A rácsos impulzuskompresszort elsősorban nagy mértékű diszperzió előidézésére és kompenzálására alkalmazzák fázismodulált impulzuserősítésnél (Chirped Pulse Amplification, CPA), vagyis például femtoszekundumos lézerimpulzusok időtartamának több ezerszeres megnyújtására illetve az időben kiszélesedett impulzus erősítés utáni összenyomására [7, 8]. Ezzel szemben a prizmás kompresszorokat a femtoszekundumos lézeroscillátorok optikai elemeinek és aktív közegének anyagi diszperziója által okozott nemlineáris fázistolás kompenzálására használják, amely által a kicsatolt lézerimpulzus időtartama a transzformációkorláthoz közeli, minimális értékre csökkenthető [8, 9, 10, 11]. Manapság sok, kereskedelmi forgalomban is kapható lézerrendszernél is alkalmazzák ezt a megoldást (Mira, Tsunami).

A prizmás és a rácsos kompresszor közti elsődleges különbség tehát az okozott diszperzió mértékében, és ebből adódóan alkalmazási területükben mutatkozik

meg. Ezek mellett azonban nem elhanyagolható az a különbség sem, hogy a prizmás kompresszor jóval kisebb veszteséggel rendelkezik, mint a rácsos, ha a prizma törőszögét úgy választjuk meg, hogy a minimális deviáció alatt beeső nyaláb egyben Brewster-szögben essen a prizmára.

A rezonátoron belül prizmapárt tartalmazó oszcillátorokkal dolgozó kísérleti fizikusok számára ismert gyakorlati probléma, hogy a prizmás kompresszor és ezzel együtt a lézerműködés stabilitása igen érzékeny lehet a környezeti hőmérséklet kicsiny, akár $\pm 1,5$ °C-os változására is [12]. Ennek a jelenségnek a modellezése, kvantitatív leírása azonban mindeztáig nem történt meg. Enélkül azonban nem képzelhető el hőmérsékleti szempontból stabil rezonátorok tervezése.

A dolgozatomban ezért sugárkövetéses módszerrel modellezem a prizmás kompresszor hőmérsékletfüggő fázistolását. Ennek segítségével kvantitatív módon vizsgálom ismert lézerrendszerek eddig csak kísérletileg becsült hőmérsékletingadozás-tűrés értékeit. Megállapítom, hogy a mechanikai elemek dilatációjából származó effektus megfelelő tervezéssel kiküszöbölhető ugyan, de a prizma anyagának hőtágulásától és a törésmutató hőmérsékletfüggésétől nem tekinthetünk el. Bebizonyítom, hogy megfelelő geometriai tervezéssel és anyagválasztással a környezeti hőmérsékletingadozás szempontjából a kompresszor stabilizálható.

Megmutatom, hogy az eljárás megfordítható: megfelelő fűthető / hűthető prizmákat alkalmazva termikus hangolást végezhetünk, vagyis a hőmérséklet változtatásával a kompresszor okozta fázistolás magasabb rendű deriváltjainak aránya változtatható. Megadom a modellezés során vizsgált titán:zafír lézerrendszer impulzuskompresszorának termikus hangolási görbéit. Bebizonyítom, hogy az optimális működés megközelítése érdekében célszerű a prizmák hőmérsékletét minél alacsonyabb értéken tartani. A hangolási görbékből nyert információkkal az általam javasolt módszer egy, az eddigieknél egyszerűbb és olcsóbb eljárást jelenthet ultrarövid lézerimpulzusok keltésére.

Végezetül Fourier-transzformációs módszerrel megvizsgálom a lézerimpulzusok időbeli lefutására jellemző két paraméternek: a félértékszélességnek és a kontrasztnak a kompresszor hőmérsékletváltozásának hatására történő megváltozását. Kimutatom, hogy az optikai asztal hőtágulása egyáltalán nem befolyásolja a lézerimpulzusok alakját. Megállapítom, hogy fűthető / hűthető

prizmákat alkalmazva a kompresszor utáni impulzusok félértékszélessége finoman hangolható, illetve hogy az impulzusok kontrasztosságában jelentős változásokat tudunk elérni ezzel a módszerrel.

1. AZ IMPULZUS LINEÁRIS TERJEDÉSE DISZPERZÍV RENDSZEREKBE

Általánosságban egy optikai jel terjedése diszperzív közegben a frekvenciafüggő fázistolással, illetve annak magasabb rendű deriváltjaival adható meg. A fázistolás

$$\phi(\omega) = k(\omega) \cdot L \quad (1)$$

alakban vehető fel, ahol ω a körfrekvencia, $k(\omega)$ a közegre jellemző terjedési együttható, illetve L a terjedés során befutott úthossz.

Ha a közegbe belépő impulzus időbeli lefutását

$$E(t) = A(t) \cdot e^{-i\psi(t)} \quad (2)$$

alakban vesszük fel, ahol $A(t)$ az impulzus burkolójának időbeli függését megadó függvény (például gauss-görbe), akkor a spektrumát

$$\tilde{E}(\omega) = F\{E(t)\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot e^{i\omega t} dt \quad (3)$$

alakban adhatjuk meg, ahol $F\{\dots\}$ tehát a Fourier-transzformációt jelöli. Ez a spektrum az optikai rendszerben z út megtétele után a

$$\tilde{E}(\omega, z) = \tilde{E}(\omega, 0) \cdot e^{-i\phi(\omega)} \quad (4)$$

alakot ölti. Az inverz Fourier-transzformáció $\tilde{E}(\omega, 0) \cdot e^{-i\phi(\omega)}$ -ra történő elvégzésével kaphatjuk meg az impulzus időbeli lefutását, miután az z utat tett meg a közegben. Innen látható, hogy $\phi(\omega) \neq konstans$ esetén a diszperzív optikai közeg a jel torzulását okozza. Ez azt alapelvet használják fel az impulzuskompressziónál is.

Fejtsük Taylor-sorba $k(\omega)$ -t a körfrekvencia szerint ω_0 központi körfrekvencia körül! Ekkor a következőket kapjuk:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3k}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (5)$$

A további általánosítások érdekében tegyük ezt meg $\phi(\omega)$ -val is:

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

A Taylor-sor együtthatói az alábbi ismert kapcsolatban vannak a terjedéssel kapcsolatos fizikai mennyiségekkel:

$$v_f(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}, \quad \frac{1}{v_{cs}(\omega_0)} = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad (7a,b)$$

ahol v_f és v_{cs} a fázis- és a csoportsebességet jelöli, rendre.

Válasszunk speciálisan gauss-alakú bemenő impulzust, amelynek fázisa lineárisan modulált:

$$E(t) = A_0 \cdot \exp\left[-\frac{2 \ln 2}{\tau_0^2} \cdot t^2\right] \cdot \exp\left[-i \cdot \left(\omega_0 t + \frac{1}{2} \beta_0 \cdot t^2\right)\right] \quad (8)$$

ahol τ_0 az impulzus időbeli félértékszélessége, és β_0 paraméter jellemzi a lineáris fázismodulációt. Ha a k terjedési együttható Taylor-sorában eltekintünk a másodiknál magasabb rendű tagoktól, akkor a következő kifejezéseket nyerjük az impulzus időbeli félértékszélességére és fázismoduláció-paraméterére, miután az z utat tett meg az optikai közegben [13]:

$$\tau(z) = \tau_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \beta_0 k'' z\right)^2 + \left(\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z\right)^2} \quad (9)$$

$$\beta(z) = \frac{\beta_0 (1 + \beta_0 k'' z) + \left(\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2}\right)^2 \cdot k'' z}{\left(1 + \beta_0 k'' z\right)^2 + \left(\frac{4 \ln 2}{\tau_0^2} k'' z\right)^2} \quad (10)$$

ahol k'' az (5) sorfejtésbeli második Taylor-együtthatót jelenti értelemszerűen. Látható tehát, hogy az impulzus hosszának megváltozását elsősorban ez a másodrendű tag okozza, és éppen ezért szerepe kulcsfontosságú az impulzuskompressziónál. A (9) egyenletből megállapítható, hogy ha $\beta_0=0$, akkor az impulzus a közegen való áthaladás után mindenképpen kiszélesedik ($\tau(z) > \tau_0$)

Vegyünk egy ultrarövid femtoszekundumos oszcillátor 10 fs félértékszélességű, 850 nm hullámhosszú, transzformációkorlátozott gauss-alakú impulzusát [14]! Ez a jel mindössze 2mm-nyi titán:zafír kristályon történő áthaladás után 30,4 fs-ra, azaz több, mint 200%-kal szélesedik ki időben, ahogy azt (9)-ből kiszámíthatjuk!

Ha $\beta_0 \neq 0$, akkor a megfelelő előjelű és nagyságú k'' -vel rendelkező optikai rendszert választva az impulzus időtartama a transzformációkorlát által meghatározott értékhez közeli értékre csökkenthető, sőt a lineáris fázismoduláció is eltűnik. Jelen esetben az elérhető minimális impulzushosszat a

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0,441 \quad (11)$$

összefüggés határozza meg, amely szerint a gauss-alakú, transzformációkorlátozott impulzus időbeli és spektrális félértékszélességének a szorzata állandó. Ez a formula (8) egyenletből és annak Fourier-transzformáltjából áll elő, ha a $\beta_0=0$ lineáris fázismoduláció-mentes esetben értékeljük ki.¹ Más alakú impulzusoknál ez az érték más nagyságú, de szintén állandó. Kimutatható, hogy a diszperzív optikai rendszeren való áthaladás után a gauss-alakú impulzus időtartam-sáv szélesség-szorzata a következő alakot ölti [13]:

$$\Delta\nu \cdot \tau(z) = \sqrt{\left(\frac{2 \ln 2}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{\beta(z)}{2\pi} \tau^2 z\right)^2} \quad (12)$$

Az (11) egyenletbeli határozatlansági reláció által megszabott minimum tehát akkor érhető el, ha a kijövő impulzus nem tartalmaz lineáris fázismodulációt.

A fenti tárgyalás gauss-alakú és csak lineáris fázismodulációt tartalmazó impulzusokra vonatkozott. A tapasztalat szerint azonban az erre vonatkozó elmélet általánosságban és a gyakorlatban is érvényes. Meg kell említeni viszont, hogy ha lineárisnál magasabb rendű fázismodulációt is tartalmaz a bemenő jel, akkor az optimális kompressziót úgy érhetjük el, ha a fázismoduláció magasabb rendű komponenseit is kiegyenlítjük egy alkalmasan megválasztott diszperzív optikai rendszerrel. Általánosan megállapítható az is, hogy minél rövidebb az impulzus, annál nagyobb szerepet játszanak ezek a magasabb rendű tagok.

Ejtsünk még néhány szót az lézerimpulzusok időbeli lefutásának jellemzésére a félértékszélesség mellett használt egy másik mennyiségről, a kontrasztról! Az impulzus időbeli kontrasztja alatt az előtte vagy utána haladó mellékimpulzusok intenzitásmaximumának vagy a háttérintenzitás maximális értékének a főimpulzus csúcsintenzitásához viszonyított értékét értjük. A kontraszt vizsgálata főleg a nagyintenzitású lézeres alkalmazásoknál fontos. Bizonyos szilárdtestfizikai vizsgálatoknál ez a jelenség döntő lehet, hiszen a nem kívánatos, viszonylag magas szintű mellékimpulzusok megváltoztathatják a vizsgálni kívánt lézerefény-szilárdtest kölcsönhatást, ha például a főimpulzus előtt már maguk is

¹ Megjegyzem, hogy a Δt és a $\Delta\nu$ közötti, ezen két fizikai mennyiség egyidejű mérésének pontosságára vonatkozó alapvető (11) kapcsolat a Heisenberg-féle határozatlansági relációból is származtatható (lásd pl.: A.YARIV: Quantum Electronics, Academic Press, 1975)

plazmaképződést okoznak, és így a lézerefény-szilárdtest kölcsönhatás helyett a főimpulzus megfigyelése során már csak lézerefény-plazma kölcsönhatást észlelhetünk. Tudjuk, hogy az impulzusok időbeli lefutását, és ezen keresztül a kontrasztját is erősen megváltoztathatják a diszperzív optikai rendszerek, így ennek a mennyiségnek az (1)-(4) egyenletek által megadott módszerrel történő vizsgálatával kapcsolatban is érdekes megfigyeléseket tehetünk.

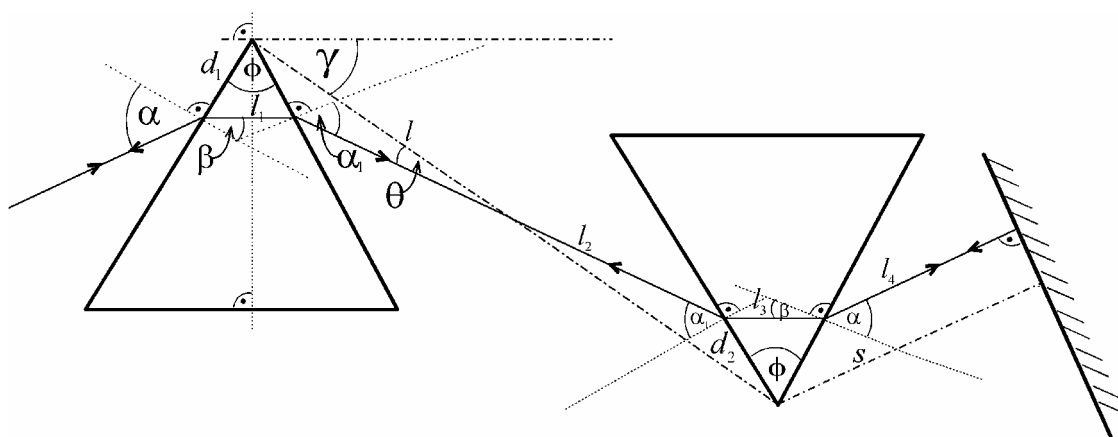
Tekintsünk most egy általánosabb, összetett, szögdiszperzióval rendelkező optikai rendszert, ahol a $\phi(\omega)$ fázis (1) kifejezésében már az L közegbeli úthossz is frekvenciafüggő lesz. Ilyen rendszer például egy impulzuskompresszor is. Ebben az esetben már nem a $k(\omega)$, hanem a $\phi(\omega)$ fázistolás (6) egyenletbeli sorfejtését kell tekintenünk. Itt is szemléletes fizikai jelentést rendelhetünk az alacsonyabb rendű sorfejtési együttthatókhoz.

$$\left. \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0} = T(\omega_0), \quad \text{illetve} \quad \left. \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \left. \frac{dT}{d\omega} \right|_{\omega_0} = CsKD(\omega_0) \quad (13a,b)$$

adják meg rendre az úgynevezett repülési időt, illetve a csoportképletelés-diszperziót (CsKD) [13]. A nulladrendű $\phi(\omega_0)$ tag egy állandó fázistolást ad. A repülési idő szemléletes jelentése a nem monokromatikus hullámcsomag burkolójának terjedési ideje, tehát a csoportsebességgel van kapcsolatban és ily módon kapcsolódik k' -hez. A fázis körfrekvencia szerinti, másodiknál magasabb rendű deriváltjainak nincsen speciális elnevezésük, azokat harmadrendű, negyedrendű, stb. diszperzióknak nevezik. Egy ilyen rendszernél a fent leírtakhoz hasonlóan állítható elő a transzformációkorláthoz közeli impulzus. A bemenő jel fázismodulációját ismerve, azt minél magasabb rendben kell az alkalmasan megtervezett optikai rendszerrel kompenzálni. A prizmás impulzuskompresszorok leírására ez utóbbi, a fázistolást és deriváltjait megadó formalizmust fogom használni.

2. A PRIZMÁS IMPULZUSKOMPRESSZOR ÁLTALÁNOS LEÍRÁSA

A prizmás impulzuskompresszor legegyszerűbb esetben két prizmából és egy tükörből vagy négy prizmából áll. A két megvalósítási mód a kompresszor leírása szempontjából lényegében azonos, hiszen a lézernyaláb kétszer halad át egy-egy prizmapáron. Tárgyalásomban a szögekre és az úthosszakra az 1. ábrán látható jelöléseket alkalmaztam, ahol egy speciális, a minimális deviáció útját befutó spektrális komponens terjedését jelöltem is.



1. ábra Monokromatikus sugárnyaláb terjedése szokásos elrendezésű prizmás impulzuskompresszorban és az alkalmazott jelölések.

Ennek megfelelően a d_1 és d_2 jelöli a beeső nyaláb távolságát az első és második prizma csúcsától. Az l_1 , l_2 , l_3 és l_4 a terjedés során a különböző közegekben megtett optikai úthosszakat jelöli. A két prizma csúcsának távolsága l , a második prizma csúcsának távolsága a tükörtől pedig s . Bár az ábrán egy minimális deviáció útját befutó nyalábot jelöltem be a szemléletesség kedvéért, azonban az alábbi tárgyalás általános esetre vonatkozik, amikor $\alpha \neq \alpha_1$. Ez azért fontos, mert bár az impulzuskompresszorokat úgy állítják be, hogy a beeső széles sávú nyaláb központi hullámhossza a minimális deviáció útját fussa be, ez azonban egyrészt nem lesz már igaz a központi hullámhossztól távolabbi spektrális komponensekre, másrészt pedig a hőmérséklet-változás hatására fellépő törésmutató-változás miatt is megszűnhet ez a feltétel.

Mielőtt megvizsgáljuk a fázistolást megadó formulákat, vegyük észre, hogy a kompresszor a szokásos beállításban, vagyis a prizmák oldallapjainak párhuzamosra állítása esetén tekinthető két egymásba ékelt, egymáshoz képest φ

szöggel elforgatott plánparallel lemezek [6], amelyek közül az egyik üvegből, a másik levegőből „készült”! Ennek figyelembe vételével beláthatjuk, hogy a második prizma és a tükör között a különböző spektrális komponensek egymással párhuzamosan terjednek. Ez bizonyos alkalmazásokban lehetőséget ad az impulzus spektrális szűrésére, amit igen egyszerűen, a második prizma és a tükör közé helyezett diafragmával lehet megvalósítani. A tükrőről való visszaverődés és a prizmákon való áthaladás után a komponensek ismét egy nyalábbá egyesülnek.

A rendszer teljes fázistolását kétszeri áthaladás esetére a következő formulával adhatjuk meg:

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c}(l_1 + l_2 + l_3 + l_4) = \frac{4\pi}{\lambda}(l_1 + l_2 + l_3 + l_4) \quad (14)$$

ahol λ a hullámhossz, c pedig a fénysebesség. A tükör fázistolásától tekintsünk el. Ez fémtükrőknél (pl. arany) indokolt is, a dielektrikumtükrőknél már jelentősebb, frekvenciafüggő fázistolás is felléphet [15]. Az egyes úthosszak a Snellius-Descartes-törvény segítségével és elemi geometriai számolással a következő alakban állnak elő:

$$l_1 = d_1 \cdot n(\omega) \cdot \frac{\sin \varphi}{\cos(\varphi - \beta)}, \quad l_2 = l \cdot \frac{\cos(\theta + \alpha_1)}{\cos \alpha_1}, \quad (15a,b)$$

$$l_3 = l \cdot n(\omega) \cdot \frac{\sin \theta \cdot \sin \varphi}{\cos \beta \cdot \cos \alpha_1} - d_1 \cdot n(\omega) \cdot \frac{\sin \varphi}{\cos(\varphi - \beta)}, \quad (15c)$$

$$l_4 = s - l \cdot \frac{\sin \theta \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\varphi - \beta)}{\cos \alpha_1 \cdot \cos \beta} + d_1 \cdot \sin \alpha. \quad (15d)$$

A következő összefüggések érvényesek továbbá:

$$\beta = \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n(\omega)}\right), \quad \alpha_1 = \arcsin(\sin(\varphi - \beta) \cdot n(\omega)), \quad (16a,b)$$

$$\theta = \gamma + \frac{\varphi}{2} - \alpha_1. \quad (16c)$$

Vegyük észre, hogy $l_1 + l_3$, vagyis az üvegben megtett teljes optikai úthossz független d_1 -től. A teljes

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c} \left(s - l \frac{\sin \theta \sin \alpha \cos(\varphi - \beta)}{\cos \alpha_1 \cos \beta} + d_1 \sin \alpha + l \cos \theta - l \sin \theta \cdot \operatorname{tg} \alpha_1 + n(\omega) l \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\cos \beta \cos \alpha_1} \right) \quad (17)$$

fázistolás már nem független d_1 -től, hiszen l_4 kifejezése is tartalmazza azt. Azonban a csoportképletelés-diszperzió és a fázis magasabb rendű deriváltjai már nem függenek d_1 -től, mivel a repülési időhöz is már csak egy konstans járulékot ad ez a tag, ami a

további deriválásokban kiesik. Ezért van az, hogy a prizmás impulzuskompresszort a lényegét tekintve úgy is elképzelhetjük, mintha a beeső keskeny nyaláb éppen hogy csak érintené az első prizma csúcsát, melynek hatására létrejön ugyan a szögdiszperzió, de az l_1 optikai úthossz gyakorlatilag nulla marad. A kompresszort legtöbbször így is ábrázolják.

Egy másik érdekes tulajdonság akkor derül ki, ha megvizsgáljuk az úthosszakat a minimális deviáció útját befutó nyaláb esetén. Ekkor a következő ismert azonosságokat használhatjuk fel:

$$\alpha_1 = \alpha, \quad \beta = \varphi/2, \quad \sin \alpha = n(\omega) \sin(\varphi/2). \quad (18a,b,c)$$

Írjuk fel ezek segítségével a fázistolást az első és a második prizma csúcsán átmenő, a prizmák alapjaira merőleges fázisfrontok között (Ezek egyikét az 1. ábrán az első prizmánál pontozott vonallal jelöltem be.):

$$\begin{aligned} \phi_1(\omega) &= \frac{\omega}{c} \left(\frac{l_1 + l_3}{2} + l_2 \right) \Big|_{\text{min.dev.}} = \frac{\omega}{c} \cdot \left(n(\omega) \cdot l \cdot \frac{\sin \theta \sin \varphi}{2 \cos \beta \cos \alpha_1} + l \frac{\cos(\theta + \alpha_1)}{\cos \alpha_1} \right) \Big|_{\text{min.dev.}} = \\ &= \frac{\omega}{c} (l \cdot \sin \theta \cdot \operatorname{tg} \alpha_1 + l \cdot \cos \theta - l \cdot \sin \theta \cdot \operatorname{tg} \alpha_1) = \frac{\omega}{c} \cdot l \cdot \cos \theta \end{aligned} \quad (19)$$

Itt felhasználtam a minimális deviációra vonatkozó (18b-18c) összefüggéseket és trigonometrikus azonosságokat.

Figyelembe kell még venni a második prizma csúcsán átmenő és a prizma alapjára merőleges fázisfront és a tükör közötti fázistolást is. Az 1. ábráról leolvasható, hogy:

$$\phi_2(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(\frac{l_3}{2} + l_4 \right) \Big|_{\text{min.dev.}} = \frac{\omega}{c} \cdot (l_2 \cdot \sin \varphi/2 + s - d_2 \cdot \sin \alpha) \Big|_{\text{min.dev.}} = \frac{\omega}{c} \cdot s, \quad (20)$$

ahol d_2 a második prizmából a tükör felé kilépő nyaláb távolsága a második prizma csúcsától. Itt szintén felhasználtam a minimális deviációra vonatkozó (18c) összefüggést. Vegyük figyelembe az előzőek szerint, hogy d_1 az általánosság megszorítása nélkül tekinthető nullának. Látható hát, hogy a teljes fázistolás minimális deviáció esetén

$$(\phi_1(\omega) + \phi_2(\omega)) \cdot 2 = \frac{2\omega}{c} \cdot l \cdot \cos \theta + \text{állandó} \quad (21)$$

alakban áll elő, amely jó összhangban van korábbi eredményekkel [2, 6], hiszen az állandó tag a deriváláskor eltűnik.

A fenti összefüggés a geometriai optikai származtatásnál sokkal szemléletesebben a Fermat-elvből is belátható, ha a két prizma csúcaiból az alapjukra állított merőlegesek által meghatározott fázisfrontokat tekintünk, és megvizsgáljuk az ezek közötti fázistolást. Legtöbbször ezt, a (21) formula által meghatározott egyszerű alakot használják a kompresszor leírására, azonban a következő fejezetben említendő okok miatt jelen esetben ez nem indokolt, sőt vélhetően hibás eredményekre is vezetne.

3. MODELL A PRIZMÁS IMPULZUSKOMPRESSZOR

HŐMÉRSÉKLETFÜGGŐ FÁZISTOLÁSÁRA

Az alábbiakban vázolom azt a modellt, amelyet a gyakorlatban alkalmazott prizmás impulzuskompresszorok termikus viselkedésére állítottam fel. Ehhez kiindulásul a rendszer fázistolására nyert (17) összefüggést vettem alapul. A minimális deviációra vonatkozó egyszerű (21) formula alkalmazása itt nem volt lehetséges. Amikor ugyanis egy kompresszort egy adott hőmérsékleten az impulzus központi hullámhosszának megfelelő minimális deviációra állítunk be, akkor a hőmérséklet változásával „elromlik” a minimális deviáció, legfőképpen az üveg törésmutatójának változása miatt. Az általánosabb (17) formula pedig azt is lehetővé teszi, hogy a kompresszorban terjedő más spektrális komponensekre vonatkozó repülési időket is modellezni lehessen.

Az általános tárgyalás alkalmazásának szükségszerűsége és előnyei mellett nagy hátránya az, hogy a (17) fázistolás magasabb rendű deriváltjai analitikusan kezelhetetlenül bonyolultakká válnak. A (21) formulában mindössze két, ω -függő mennyiség (ω és θ) szorzatát kell néhányszor deriválni a repülési idő, csoportképletelés-diszperzió stb. előállításához. Ezzel szemben a sokkal bonyolultabb, de az általános esetre vonatkozó (17) egyenletben a hosszúságdimenziójú mennyiségek és α kivételével minden mennyiség ω -függő. Ez azt eredményezi, hogy a magasabb (harmadik, negyedik) deriváltak kifejezése igen bonyolulttá válik, még akkor is, ha szimbolikus algebrai szoftverekkel próbáljuk meg azokat kezelni. Ezeknek az összetett kifejezéseknek a kiértékelése pedig nagyságrendekkel több gépidőt igényelne, mintha közvetlenül, numerikus módszerekkel előállítani a deriváltakat. Ezért a kompresszor leírására az utóbbi módszert választottam.

A kompresszor termikus viselkedésére vonatkozó modell felállításához keressük meg (17)-ben a hőmérsékletfüggő mennyiségeket! Ehhez a rendszer hőmérsékleti érzékenységének három forrását vettem figyelembe:

1. a prizmákat tartó optikai asztal hőtágulását,
2. a prizmák törésmutatójának hőmérsékletfüggését,
3. a prizmák anyagának hőtágulását.

Ezen mennyiségek változása tulajdonképpen a (17)-ben szereplő összes paramétert megváltoztatja, kivéve nyilván ω -t, valamint α -t és a prizmák törésszögét. A

hosszúságdimenziójú mennyiségek az asztal és a prizmák hőtágulása miatt változnak, a törési szögek pedig a prizmák anyagának törésmutatója miatt.

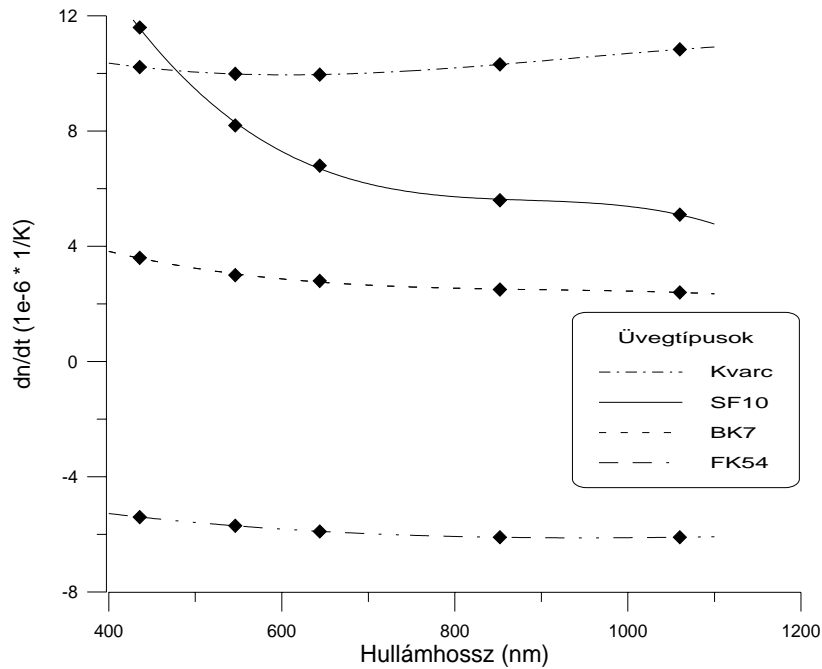
A további tárgyalásban a fent említett három alapvető hatást egymástól függetlennek tételezem fel, vagyis felteszem, hogy a három effektust csak a környezeti hőmérséklet szabályozza.

Egy további egyszerűsítést is bevezetek, amely a hőmérséklet hatására változó törésmutató, illetve az ennek hatására változó, az impulzus terjedését leíró szögek (θ, α, β) kiszámításához nyújt segítséget. A prizmák törésmutatója hőmérsékletfüggésének pontos vizsgálatához ugyanis ismernünk kellene $n(\lambda, t)$ kétváltozós valós függvényt, ahol t a hőmérséklet. Az irodalomban ezen függvény alakja nem, csupán diszkrét, vagy a hullámhossz- vagy a hőmérsékletfüggésre vonatkozó mérési adatok találhatóak. Ezen adatokra támaszkodva tehát először az $n(\lambda, t)$ függvényt kellett megadnom.

3.1 A TÖRÉSMUTATÓ HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSÉNEK MEGADÁSA

A prizmák törésmutatójának hőmérsékletfüggésére a kereskedelmi üvegtalálékok közölnek ugyan adatokat, azonban a levegőre vonatkoztatott relatív törésmutató dn/dt hőmérsékleti együtthatóját a szokásos módon, lineáris közelítésben adják meg $dn/dt = \text{állandó}$ alakban, bizonyos hőmérsékleti tartományokra és mindössze öt, diszkrét hullámhosszra (1060,0 nm; 852,1 nm; 643,8 nm; 546,1 nm; 435,8 nm) [16]. A modellben a +20 °C / +40 °C-os hőmérsékleti tartományra megadott adatokat használtam. Ha a katalógus diszkrét hullámhosszokra megadott adatait spektrális tartományokra terjesztjük ki, akkor a tartományok határán a későbbi számításoknál nehézségek adódhatnak, hiszen a $dn(\lambda)/dt$ függvényben ezeken a határpontokon ugrások vannak. Ha például a repülési idő megváltozásának $dT(\lambda)/dt$ hőmérsékleti koefficiensét akarjuk meghatározni egy széles sávú impulzusra a hullámhossz függvényében, akkor elképzelhető, hogy az impulzus sáv szélességén belül található két ilyen spektrális tartomány határa. Ekkor azonban a repülési idő fenti, hőmérséklet szerinti deriválásakor a spektrális tartomány határán szingularitás lép fel, hiszen $T(\lambda) = T(n(\lambda))$. Ezt kiküszöbölendő, 400 – 1100 nm-es spektrális tartományban adott öt pontra harmadfokú polinomot illesztettem, amelynek segítségével meghatároztam a

törésmutató dn/dt hőmérsékleti együtthatóját a 400 nm-1100 nm-es spektrális tartományokban.



2. ábra A törésmutató-változás hőmérsékleti együtthatója különböző üvegtípusokra

A modellben négyféle üvegtípusra végeztem számításokat. A gyakorlatban legtöbbször alkalmazott SF10-ből, BK7-ből [16] és ömlesztett kvarcból [17] készült prizmak mellett, amelyek törésmutatója a hőmérséklettel növekszik, vizsgálatokat végeztem FK54-es típusú üvegre is, amely negatív dn/dt -vel rendelkezik [16]. A 2. ábrán ezen üvegek törésmutatójának hőmérsékleti együtthatóját ábrázoltam a 400 – 1100 nm-es tartományban, a fent említett harmadfokú polinom segítségével. Megjegyzem, hogy a továbbiakban a rövideg kedvéért egyszerűen kvarcnak fogom nevezni az ömlesztett kvarcot.

Ezután feltételeztem, hogy a törésmutató spektrális és hőmérsékleti változása független, vagyis hogy az $n(\lambda, t)$ kétváltozós függvény pontos ismeretének hiányában az

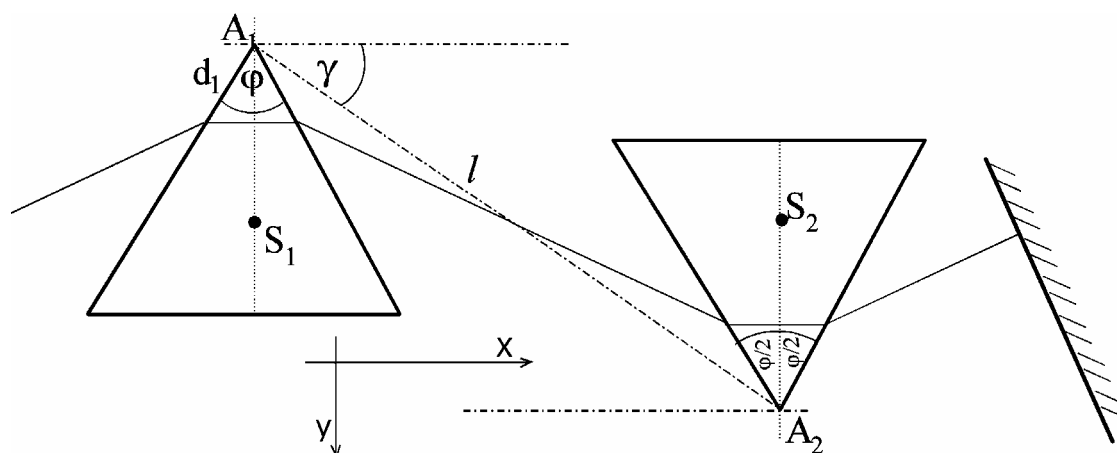
$$n(\lambda, t) = n(\lambda, t_0) + \frac{dn(\lambda)}{dt}(t - t_0) \quad (22)$$

formula alapján lehet meghatározni, ahol $t_0=20$ °C. A törésmutató hullámhosszfüggő részét, vagyis $n(\lambda, t_0)$ -t az irodalomban megadott formulák (az üvegekre [16], ömlesztett kvarcra [18]) segítségével lehet 365 nm – 1014 nm-ig tetszőleges hullámhosszra meghatározni a legrosszabb esetben is $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ -os pontossággal.

3.2 A HÔTÁGULÁS LEÍRÁSA

A (17) formulában három hosszúságdimenziójú mennyiség van: l , s és d_l , amelyek a hőmérséklet hatására változnak. Vegyük észre, hogy ezek közül csak l változása lesz számottevő hatással a kompresszoron áthaladó impulzus alakjának torzulására, hiszen az s és d_l mennyiségeket tartalmazó tagok a második, ω szerinti deriválás során kiesnek, tehát csak a fázistolást és a repülési időt befolyásolják.

A hőtágulás leírására tekintsük a következő modellt, amelynek megértéséhez a 3. ábra nyújt segítséget. A prizmák az alapjukon átmenő, arra merőleges súlyvonaluk mentén legyenek befogva (az ábrán S_1 és S_2 pontok). A gyakorlatban használt egyenlő szárú háromszög alapú prizmák esetén a befogási pontok alaptól vett távolsága az alap és a prizmacsúcs távolságának egyharmada. A prizmák szintén ezeknél a pontoknál (egészen pontosan S_1 és S_2 pontoknak az optikai asztalra vonatkozó vetületénél) legyenek rögzítve az optikai asztalhoz.



3. ábra Jelölések és koordinátarendszer a dilatációs effektusok leírásához

Jelöljük α_{ii} -vel a prizmák anyagának, α_a -val az optikai asztal anyagának a lineáris hőtágulási együtthatóját, illetve b -vel a prizmák alapját! Az α_{ii} fizikai mennyiséget üvegek esetén a $-30\text{ °C} / +70\text{ °C}$ tartományra [16], ömlesztett kvarc esetén a $+20\text{ °C} / +320\text{ °C}$ hőmérsékleti tartományra [19] közlik. Alkalmasan megválasztott, A_1 origójú koordinátarendszerrel (ld. 3. ábra), elemi geometriai számításokkal a következő eredményekre juthatunk:

$$d_1' = d_1 \cdot (1 + \alpha_{ii} \cdot \Delta t), \quad (23a)$$

$$s' = s + \frac{b \cdot \sin(\alpha + \varphi/2) \cdot \alpha_{ii} \cdot \Delta t}{3 \cdot \text{tg}(\varphi/2)} + \left(s - \frac{b \cdot \cos(\alpha + \varphi/2)}{3 \cdot \text{tg}(\varphi/2)} \right) \cdot \alpha_a \cdot \Delta t, \quad (23b)$$

$$l'_x = l \cdot \cos \gamma \cdot (1 + \alpha_a \cdot \Delta t), \quad (23c)$$

$$l'_y = \left(l \cdot \sin \gamma - \frac{2}{3} b \cdot \text{ctg}(\varphi/2) \right) \cdot (1 + \alpha_a \cdot \Delta t) + \frac{2}{3} b \cdot \text{ctg}(\varphi/2) \cdot (1 + \alpha_{ii} \cdot \Delta t), \quad (23d)$$

$$l'^2 = l_x'^2 + l_y'^2, \quad (23e)$$

ahol vesszôvel jelöltem a Δt kis hõmérsékletkülönbség hatására megnövekedett hosszúságokat, illetve l_x -szel és l_y -nal a második prizma csúcsának koordinátáit. Vigyázat, a hõmérséklet megváltozása közben a γ szög is változik (hiszen l is változik), így a fenti formulákban a γ szög t_0 hõmérsékleten vett értékét kell figyelembe venni! A hõmérsékletek megváltozását az optimálisra beállított rendszernél mérhetô környezeti hõmérséklettôl kell számolni.

A késôbbieken vizsgált konstrukciós anyagok (négy típusú üveg: SF10, BK7, ömlesztett kvarc, FK54 illetve az optikai asztalnál acél és invar) lineáris hõtágulási együtthatóját 20 °C környékén az alábbi táblázatban adom meg:

Anyag neve	SF10	BK7	ömlesztett kvarc	FK54	acél	invar
Lineáris hõtágulási együttható ($10^{-6} 1/^\circ\text{C}$)	7,5	7,1	0,55	14,6	11,7	1,2

Ezzel a modellel tehát igen jó közelítéssel megadtam a prizmás impulzuskompresszor hõmérsékletfüggô fázistolásának a kiszámítási módját. A fázistolás egzakt (17) egyenletét kell tehát csak kiértékelni úgy, hogy az egyenletbeli változók adott hõmérsékleten vett értékeit vesszük figyelembe. A β , α_l , θ szögek kiszámításánál a hõmérsékletfüggô törésmutatót megadó (22) egyenletet kell felhasználni (16a) majd (16b) kiértékeléséhez, míg a hosszúságdimenziójú d_l , s , l mennyiségek hõmérsékletfüggô értékeit (23a-23e) egyenletek definiálják. Ne felejtjük el azonban, hogy nem alkalmazható a modell bizonyos küszöbintenzitások felett, amikor a lineáris optikai közelítés már nem helytálló.

A további fejezetekben a fentebb ismertetett modell segítségével adom meg a lézernyaláb impulzuskompresszorbeli repülési idejének, csoportkésleltetés-diszperziójának és harmadrendű diszperziójának t_0 körüli hőmérsékletfüggését, vagyis a

$$\left. \frac{dT}{dt} \right|_{t_0, \omega_0}, \quad \left. \frac{d}{dt} \left(\left. \frac{dT}{d\omega} \right|_{\omega_0} \right) \right|_{t_0}, \quad \left. \frac{d}{dt} \left(\left. \frac{d^2 T}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \right) \right|_{t_0}$$

mennyiségeket különböző paraméterek függvényében, konkrét lézerrendszerek vizsgálata kapcsán. A fentiekben megadott hőmérsékletfüggő fázis négyszeri deriválását a körfrekvencia szerint, illetve egyszeri deriválását a hőmérséklet szerint numerikus módszerrel végeztem el, C nyelven írt programok segítségével.

4. SZINKRONPUMPÁLT LÉZEREK

Tekintsünk most egy konkrét, a gyakorlatban is használt szinkronpumpált lézerrendszert! A hőmérsékleti effektusok hatását ennek a kiválasztott rendszernek a diszkusszióján keresztül fogom bemutatni. A rezonátoron belüli prizmas impulzuskompresszor paraméterei: $l=250$ mm, $b=30$ mm és $d_l=0,5$ mm [20]. A generált 65 fs-os impulzusok központi hullámhossza 615 nm. A stabil működés érdekében a körüljárási idő ingadozását $\pm 1,7$ fs-on, a prizma okozta csoportkésleltetés-diszperzió ingadozását pedig $\pm 1,2$ fs²-en belül kell tartani [10, 20]. Vizsgáljuk az említett négyféle üvegből készült prizmat, amelyekre a lézernyaláb az adott ω_0 központi hullámhosszon a

$$\operatorname{tg} \alpha = n(\omega_0) \quad (24)$$

Brewster-feltételnek megfelelő szögben esik be! A prizma törőszöge legyen olyan, hogy a Brewster-szög alatt beeső központi hullámhossz egyben a minimális deviáció útját fussa be. (A későbbiekben ezt I. rendszernek nevezem.)

A rendszer vizsgálatát a következőképpen végeztem el. Először ábrázoltam a kompresszor által okozott csoportkésleltetés-diszperziót és harmadrendű diszperziót a (15a, 15c) egyenletekből adódó

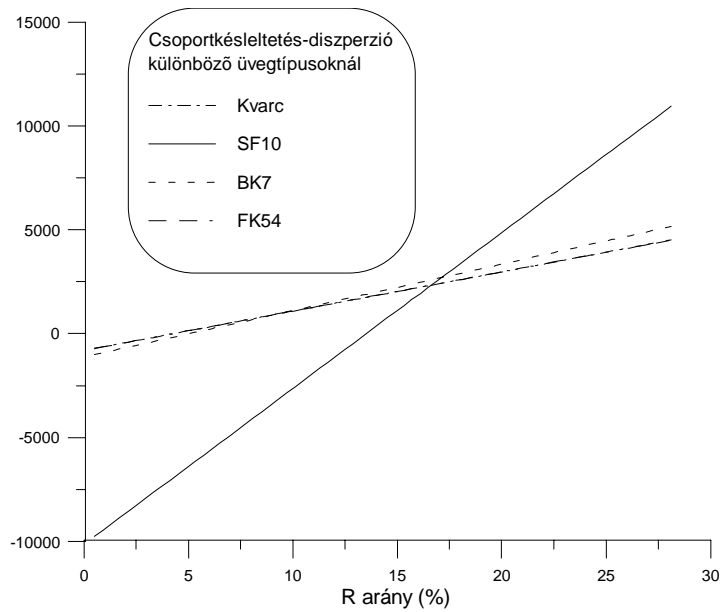
$$R = \frac{l_{\text{üvegbeli}}}{l} = \frac{l_1 + l_3}{l} = n(\omega) \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\cos \beta \cos \alpha_1} \quad (25)$$

arány függvényében, az l értékét állandónak tartva. Ez az arány a nyaláb üvegben megtett teljes úthosszának és a prizma csúcsai távolságának a hányadosa. R ismeretében meg tudjuk határozni a kompresszor pontos geometriai paramétereit is, hiszen ha l állandó volt, akkor a (25) egyenlet az adott hullámhossz mellett egyértelműen meghatározza θ -t, amely pedig a (16c) egyenlet miatt egyértelmű kapcsolatban van γ -val. γ és l ismeretében pedig a második prizma helyzete is pontosan adott.

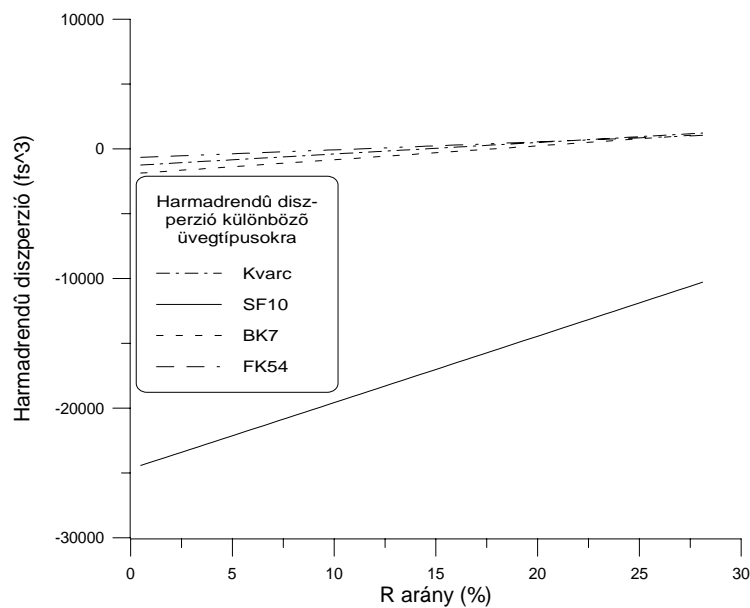
Ilyen módon elég az R aránynak csak azokat az értékeit tekintenünk a kompresszor méretezéséhez, ahol a beállítás csoportképletelés-diszperziója teljes mértékben kompenzálja a rezonátor egyéb elemeinek másodrendű diszperzióját, és nem ad számottevő nagyságú magasabb rendű diszperziót. (Itt a magasabb rendű diszperziók közül csak a harmadrendű diszperziót vizsgáltam.)

A gyakorlatban tehát olyan kompresszort érdemes tervezni és építeni, amelyik a működtetés során felhasználni kívánt R tartományon belül a legkisebb relatív harmadrendű diszperziót adja, azaz melyre a működtetési R -tartományon belül a csoportképletelés-diszperzió / harmadrendű diszperzió arány a legnagyobb. Ennek a feltételnek az I. rendszer esetén a kvarc, a BK7 és az FK54 tesznek eleget, mint azt majd a modellezés eredményeiből látjuk. Általában – és ez az ábrákról is látszik – a csoportképletelés-diszperzió zéruspontjához tartozó R kisebb, mint a harmadrendű diszperzió zéruspontjához tartozó.

A 4. ábrán és az 5. ábrán vizsgálhatjuk meg a modellezésből nyert eredményeket. Ezekből az is kiderül, hogy az ömlesztett kvarccal, a BK7-tel és az FK54-gyel szemben az SF10-es üveg nem alkalmazható, hiszen jelentős relatív harmadrendű diszperziót ad a vizsgált reális R arányok mellett. Ez ahhoz vezethet, hogy a rezonátor optikai elemei által okozott csoportképletelés-diszperzió teljes kompenzálása mellett is a prizmas impulzuskompresszor jelentős mértékben kiszélesíti és torzítja az impulzust a kompenzálatlan harmadrendű diszperzió miatt.



4. ábra Csoportkésettetés-diszperzió az I. rendszerénél különböző üvegtípusokra

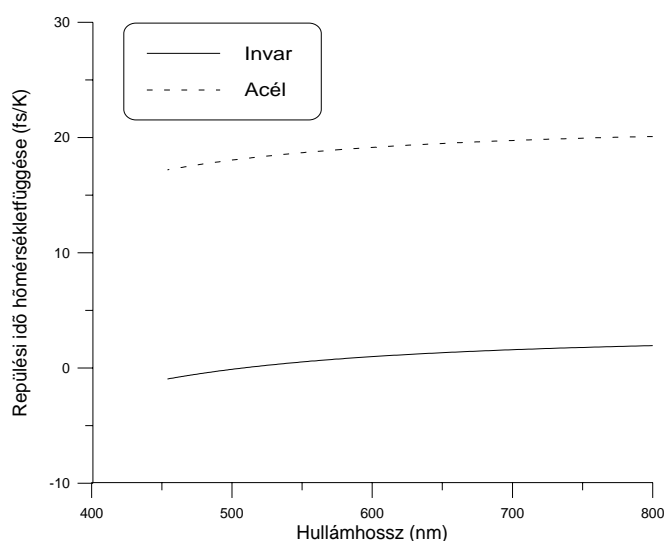


5. ábra Harmadrendű diszperzió az I. rendszerénél különböző üvegtípusokra

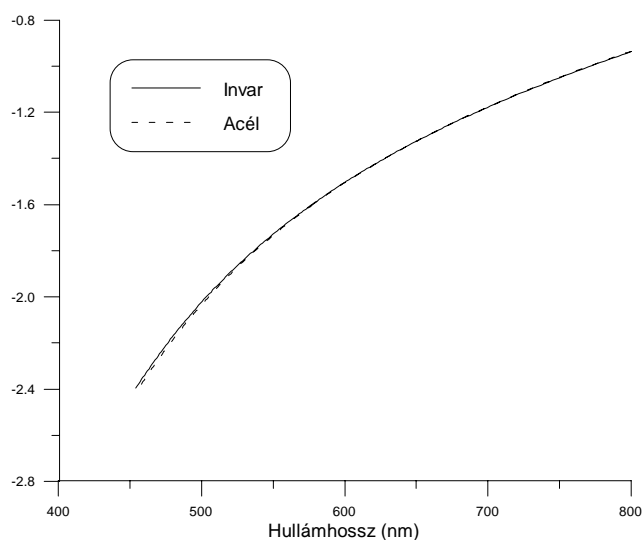
A továbbiakban csak az ömlesztett kvarcprizmákból összeállított impulzuskompresszort vizsgálom.

A szinkronpumpált lézerekben a kompenzálendő csoportkésettetés-diszperzió tipikus értéke $+30 \text{ fs}^2$. Ezt a kompresszor az $R=3,7\%$ -os beállításnál kompenzálja, amiből a fent leírt eljárás elvégzése után azt kapjuk, hogy γ -t $21,90^\circ$ -ra kell beállítani. A továbbiakban ezt a beállítást tekintem.

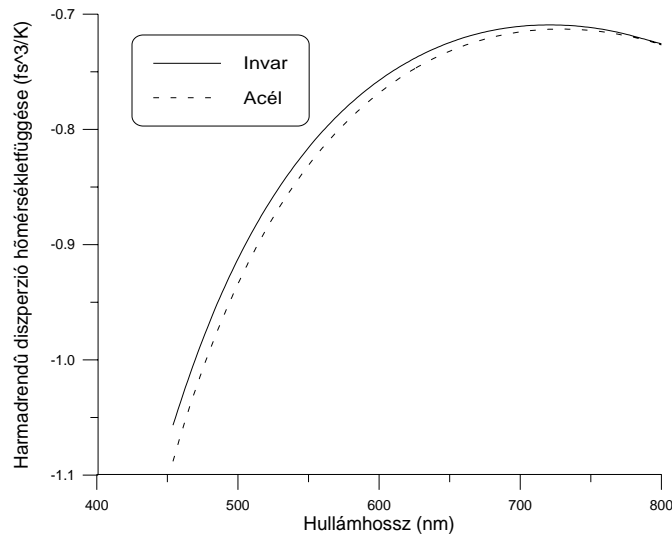
A rendszer hőmérsékletfüggésének vizsgálatához a fázis első három deriváltját a hőmérséklet szerint is deriváltam numerikusan, és a deriváltakat 20 °C környékén értékeltem ki. Ezek az értékek azt mutatják meg, hogy mennyivel változik meg a kompresszorbeli repülési idő, csoportkésleltetés-diszperzió és harmadrendű diszperzió 1 °C környezeti hőmérsékletváltozás hatására. A 6., 7., 8., ábrákon ezeket az értékeket ábrázoltam a hullámhossz függvényében acélból (szaggatott vonal) és invarból (folytonos vonal) készült optikai asztalok esetére.



6. ábra A repülési idő hőmérsékleti érzékenységek hullámhosszfüggése az I. rendszernél különböző optikai asztalok esetén



7. ábra A csoportkésleltetés-diszperzió hőmérsékleti érzékenységek hullámhosszfüggése az I. rendszernél különböző optikai asztalokra



8. ábra A harmadrendű diszperzió hőmérsékleti érzékenysége a hullámhosszfüggése az I. rendszernél különböző optikai asztalokra

A repülési idő 1°C környezeti hőmérsékletváltozás hatására történő megváltozása acél optikai asztal esetén kb. egy nagyságrenddel nagyobb, mint az invar alkalmazásánál. Ez azt jelenti, hogy a hagyományos, közvetlenül az acél optikai asztalhoz rögzített prizmák esetén a rezonátor körüljárási ideje a 615 nm-es spektrális komponensre fokként 20 fs-mal változik. Szinkronpumpált lézereknél elengedhetetlen a megfelelő szinkronizáció a gerjesztő és a rezonátorbeli lézernyaláb között, azaz a két rezonátor körüljárási idejének relatív változását igen kis értéken - a vizsgált esetben $\pm 1,7$ fs pontosan [10, 20] - kell tartani. Amennyiben a pumpáló- és a rövid impulzusú lézer termikusan nem közös környezetben van, akkor mindkét lézert lehetőleg invarból készült tartókra és asztalra kell építeni. Ennek hiányában a laboratóriumok relatív hőmérsékletét $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ -os pontossággal kellene állandó értéken tartani, amely nem csekély technikai és anyagi követelményt támasztana a kísérleti munka során.

A gyakorlatban tehát az optikai asztal dilatációjából származó effektus a szinkronpumpáló lézer körüljárási idejét tekintve az azonos hőmérsékleti környezet miatt bekövetkező hasonló változás segítségével jelentősen csökkenthető. Másrészt invar valamint megfelelően tervezett befogók alkalmazásával a maradék hatás is kiküszöbölhető. A törésmutató hőmérsékletfüggése és a prizmák hőtágulása miatt azonban a kompresszorbeli repülési idő még ekkor is jelentősen megváltozik. Az eredmények tanúsága szerint ez az effektus éppen tizedakkora repülési idő-változást eredményez mint 1°C -os hőmérsékletváltozás az optikai asztal hőtágulásának

kiküszöbölése nélkül (vagyis hagyományos acél optikai asztal esetén). Ez azt jelenti tehát, hogy a környezet hőmérsékletét a törésmutató kiküszöbölhetetlen hőmérsékletfüggésének hatása miatt legalább ± 1 °C pontosan kell tartani.

A 7. és a 8. ábrán csekély eltérés figyelhető meg az invar és az acél asztalra épített kompresszorok magasabb rendű diszperziójának hőmérsékletfüggésében. A (17) és a (23c)-(23e) egyenletek alaposabb szemügyre vételével láthatjuk, hogy semmi sem indokolja azt, hogy a csoportképletelés-diszperzió és a magasabb rendű diszperziók függetlenek legyenek az optikai asztal anyagi minőségétől. Ez onnan látható, hogy az α_a -tól függő mennyiségek (pl. l) szorzóként szerepelnek $n(\omega)$ -tól is függő tagok mellett a (17) egyenletben. Mivel $n(\omega)$ függvény körfrekvencia szerinti második és harmadik deriváltja nem tűnik el, így magának a fázistolásnak a magasabb rendű deriváltjaiban is megmaradnak az optikai asztal hőtágulási együtthatójától függő tagok. Mindezek ellenére ezek a tagok az ábrák tanúsága szerint nem számottevőek. A tényleges hatás valószínűleg még az ábrákon megfigyelhetőnél is kisebb, hiszen a két görbe közti eltérés egy része a többszöri deriválás során óhatatlanul fellépő numerikus zajnak köszönhető. Azt a következtetést vonhatjuk le tehát, hogy ha a kompresszornak nem a repülési idejét, hanem pl. a csoportképletelés-diszperzióját akarjuk stabilan tartani, akkor nem feltétlenül szükséges invar alkalmazása. A szinkronpumpált lézereknél a repülési idő változatlan értéken tartása a fontos, de a későbbiekben olyan lézerrendszerekre is mutatok példát, ahol a csoportképletelés-diszperzió stabilizálása lesz elengedhetetlen. Ilyen esetben - mint majd bemutatom - más úton lehet elérni a környezeti hőmérséklettől független viselkedést, amelyhez elsősorban a kompresszor geometriájának alaposabb tervezésére és megfelelő üvegválasztásra lesz szükség. Ilyen rendszerek tervezésekor még fontosabb lesz a hőmérsékletfüggő fázistolás pontos modelljének megadása.

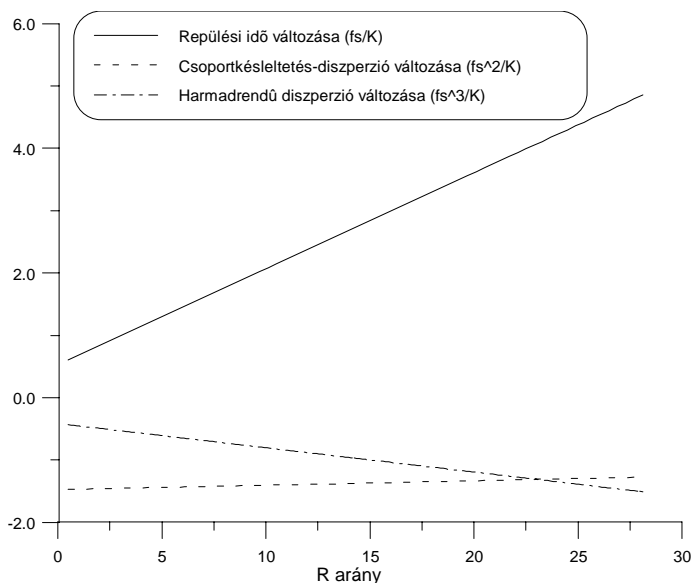
Az 6.-8. ábrákon a fázis deriváltjai megváltozásának abszolút értékeit tüntettem fel. Ha figyelembe vesszük a relatív megváltozásokat is, azaz, hogy fokenként mennyivel változik meg például a csoportképletelés-diszperzió a teljes csoportképletelés-diszperzióhoz képest, akkor kiderül, hogy a repülési idő fokenkénti relatív megváltozása a legkisebb (kb. $10^{-6}/^\circ\text{C}$), míg a csoportképletelés-diszperzió és a harmadrendű diszperzió relatív megváltozása 3-4 nagyságrenddel nagyobb (kb. $10^{-2}/^\circ\text{C}$ illetve $10^{-3}/^\circ\text{C}$). A két magasabb rendű diszperzió azonban jóval kevésbé függ az optikai asztal hőtágulásától. Ezeknek a megváltozását nyilván elsősorban a prizmak

anyagának törésmutatója fogja meghatározni, amint azt az előző bekezdésben részletesen meg is vizsgáltam.

Mindezek figyelembevételével, az egyes effektusok tiszta bemutatása érdekében a továbbiakban olyan rendszereket vizsgállok, amelyeknél az optikai asztal hőtágulásának hatását invar alkalmazásával csökkentettük, és ezáltal a kompresszor a repülési időre – legalábbis kis hőmérsékletingadozások esetére – stabilizáltuk.

5. A TERMIKUSAN STABIL BEÁLLÍTÁS LEHETŐSÉGE

A 6. ábrán láthatjuk, hogy a repülési idő fokenkénti változásának az I. rendszerben terjedő 507 nm-es spektrális komponensnél zéruspontja van, de csak akkor, ha az asztal hőtágulását kiküszöböltük. Joggal merül fel a kérdés, hogy létezik-e olyan beállítás, ahol a vizsgált központi hullámhosszra, azaz 615 nm-re is teljesül ez a feltétel. Azt is érdemes megvizsgálni, hogy a magasabb rendű deriváltak szempontjából is létezik-e hőmérsékletileg stabil beállítás. Ennek eldöntésére ábrázoltam a fázis deriváltjait R függvényében 615 nm-nél (9. ábra). Vigyázat, az ábra az y tengelyén több, különböző dimenziójú fizikai mennyiséget is felvettem!



9. ábra A fázistolás deriváltjainak hőmérsékleti stabilitása az R arány függvényében

Látható, hogy ez a kompresszor a repülési idő és a harmadrendű diszperzió szempontjából annál stabilabb, minél kisebb az R arány. R lineáris csökkentésével tehát monoton és lineárisan növelhetjük a rendszer stabilitását a fázis első és harmadik

deriváltja szempontjából. Ezzel szemben a másodrendű diszperzió hőmérsékleti instabilitása ($\approx 1,5 \text{ fs}^2/\text{°C}$) viszonylag érzéketlen R -re. (Vigyázat, a rendszer viszont igenis érzékeny a másodrendű diszperzió fokenkénti változására!). Ha R -et főleg az előbbi a megfontolásból minimalizálni akarjuk, vagyis a központi hullámhosszra zérus üvegbeli úthosszat akarunk elérni (ekkor lesz $R=0$, azaz a lehető legkisebb), akkor a kompresszort arra a határesetre kell beállítani, hogy a nyaláb központi hullámhossza az első és a második prizma csúcsát is éppen hogy csak érintse. Ez azt jelentené, hogy a központi hullámhossznál alacsonyabb hullámhosszú komponensek „nem férnének bele” a második prizma által meghatározott ablakba, tehát durva és aszimmetrikus spektrális vágás keletkezne, ami pedig jelentős impulzusalak-torzulásokhoz vezetne.

A fenti eszmefuttatás legfontosabb tanulsága erre a konkrét rendszerre nézve tehát az, hogy a rendszer csoportképletelés-diszperziójának fokenkénti $1,5 \text{ fs}^2$ -es megváltozása és az erre a paraméterre vonatkozó szoros tűréshatár $[10, 20]$ miatt a laboratóriumi hőmérséklet ingadozását $\pm 1 \text{ °C}$ alatt kell tartanunk, ami összhangban van a repülési idő megváltozásának kritériuma miatti értékkel.

Semmi sem indokolja viszont általában, hogy ne létezzen olyan rendszer, ahol ne lenne megvalósítható a hőmérsékletileg stabil beállítás. Ehhez az kell, hogy például a repülési idő fokenkénti változásának zérushelye R valamilyen, a spektrális vágás szempontjából is elfogadható értékénél legyen. A későbbiekben ilyen rendszerre is látni fogunk példát.

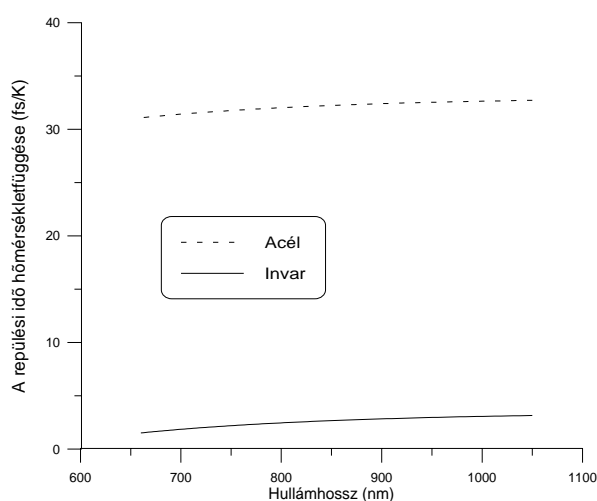
6. ULTRARÖVID IMPULZUSÚ TITÁN:ZAFÍR LÉZER

A következőkben egy olyan lézertípust, egy rezonátoron belüli kompresszort tartalmazó, Kerr-lencse hatáson alapuló Ti:zafír lézert tekintek, amely 850 nm-es igen rövid, 10 fs-os lézerimpulzusokat bocsát ki [14]. A 2 mm-es titán:zafír kristály által okozott kompenzálendő csoportképletelés-diszperzió $+104 \text{ fs}^2$, a harmadrendű diszperzió $+89,4 \text{ fs}^3$. A prizmák csúcsainak távolsága $l=410 \text{ mm}$ volt, a prizmák alapjai $b=50 \text{ mm}$ -esek. A továbbiakban ezt II. rendszernek nevezem.

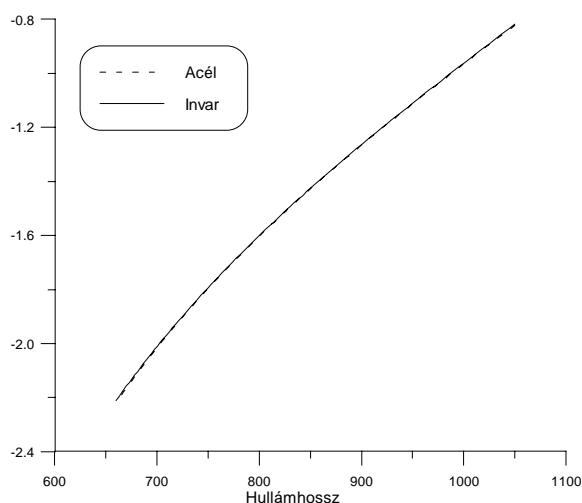
Itt is azt az eljárást követtem, hogy a négy üvegtípusra elkészítettem a 4. és 5. ábráknak megfelelő grafikonokat (ezeket itt már nem ábrázoltam). Ezekből az derült ki, hogy ha Brewster-szögre csiszolt ömlesztett kvarcprizmát alkalmazunk, akkor a kompresszor $R=4,1 \text{ %}$ -os beállításánál a csoportsebesség diszperzió $-104,3 \text{ fs}^2$, a

harmadrendű diszperzió pedig $-70,8 \text{ fs}^3$ lesz. Ezek az értékek jól kompenzálják a titán:zafír kristály által okozott diszperziót. Ehhez a beállításhoz $\gamma=21,71^\circ$ tartozik.

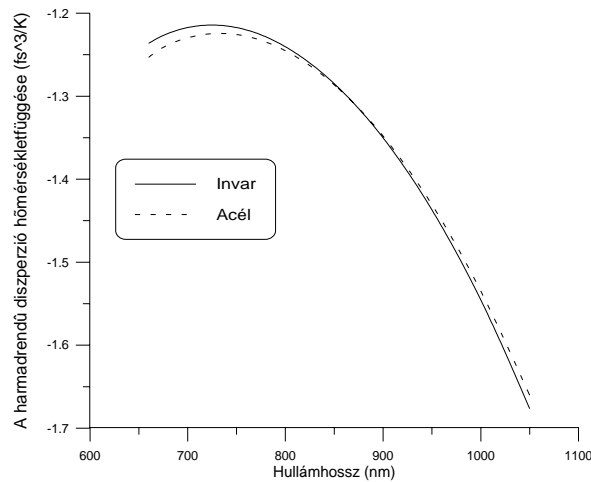
Elsőként a fázistolás deriváltjainak hőmérsékletfüggését vizsgáltam meg a hullámhossz függvényében. A 10. - 12. ábrákon az x tengelyeken a 850 nm központi hullámhosszú, 10 fs-os impulzus 106 nm-es sáv szélességének körülbelül négyszeresét ábrázoltam. Az y tengelyeken a fázistolás első három deriváltjának az értékeit vettem fel invar és acél optikai asztalok esetén.



10. ábra A repülési idő hőmérsékleti érzékenységének hullámhosszfüggése a II. rendszernél különböző optikai asztalokra



11. ábra A csoportképletelés-diszperzió hőmérsékleti érzékenységének hullámhosszfüggése a II. rendszernél különböző optikai asztalokra

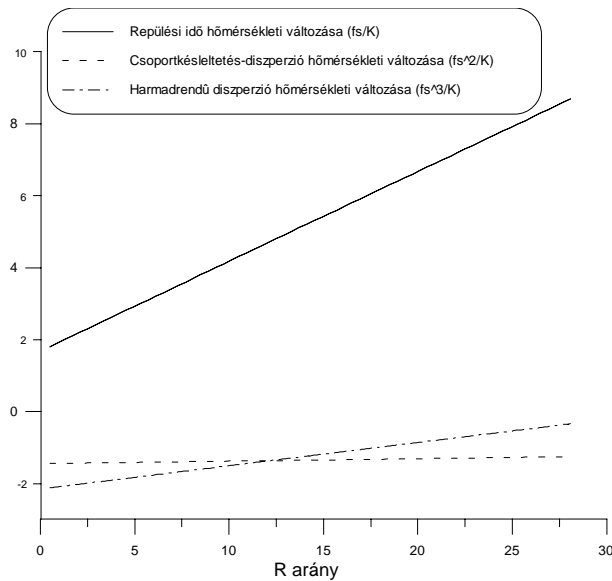


12. ábra A harmadrendű diszperzió hőmérsékleti érzékenységének hullámhosszfüggése a II. rendszernél különböző optikai asztalokra

Látható, hogy a szinkronpumpált lézerhez hasonlóan a rezonátorbeli repülési idő hőmérsékleti érzékenysége egy nagyságrendet csökken, ha az optikai asztalnál invar alkalmazunk. A repülési idő érzékenysége azonban acél optikai asztal esetén elérheti a 30 fs/°C-ot. A szinkronpumpált lézereknél ez már jelentős instabilitást okozna, azonban a Kerr-lencsés lézereknél a repülési idő stabilan tartása nem olyan erős kritérium, hiszen itt aránylag nagy tűréshatáron belül csak a lézer ismétlési frekvenciája változik az effektív rezonátorhossz változása miatt. Például egy acél asztalra épített 80 Mhz-es lézer esetén egy °C-nyi hőmérséklet-különbség hatására az ismétlési frekvencia mindössze 80 Hz-cel változik meg.

A Kerr-lencsés lézerek esetén fontosabb azonban a csoportképletelés-diszperzió kis értéken tartása, vagyis az, hogy a rövid impulzus teljes spektrális tartományában a repülési idők legnagyobb különbsége kisebb legyen, mint 2 fs [8]. Ez egyrészt azt jelenti, hogy a stabil lézerműködés elérése nem függ az optikai asztal hőtágulásától, másrészt a 10 fs-os impulzus spektruma két végének (750 nm és 950 nm) repülési ideje közti 1 fs-nyi különbség (10. ábra) maximálisan ±1 °C-os környezeti hőmérsékletváltozást enged meg.

Itt is megvizsgáltam, hogy vajon létezik-e fázistolás valamely deriváltja szempontjából hőmérsékletileg teljesen stabil beállítás. A 13. ábráról egyértelműen kiderül, hogy nem. Nagyon hasonló helyzettel van itt is dolgunk, mint az I. rendszernél.



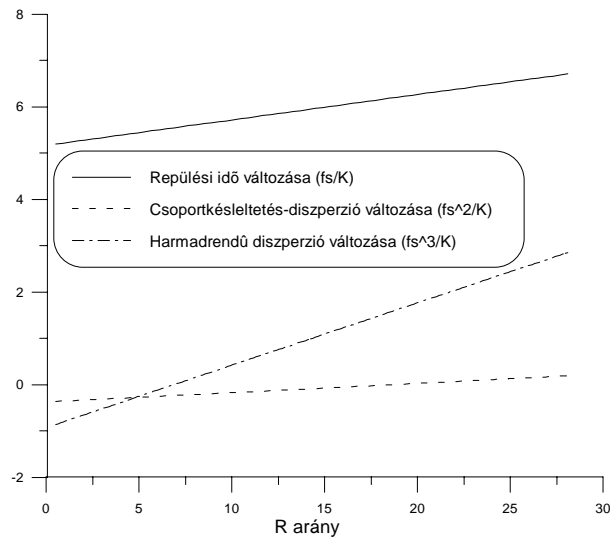
13. ábra A fázistolás első három deriváltjának hőmérsékleti érzékenysége R függvényében a II. rendszerre

A repülési idő stabilizáláshoz az R arányt kellene minél inkább csökkenteni, ez azonban az elérni kívánt diszperzió és a nagy mértékű, aszimmetrikus spektrális vágás miatt elképzelhetetlen. Ez az állítás könnyen belátható, ha figyelembe vesszük, hogy az R arány csökkentése a (18) egyenlet alapján θ szög csökkentésével valósítható meg. Ez viszont azt jelenti, hogy a nyaláb központi hullámhosszának terjedési iránya egyre inkább egybeesik az apexeket összekötő egyenessel. Határesetben, tehát ha a nyaláb központi hullámhossza ezen egyenes mentén terjed, akkor nyilvánvaló, hogy olyan spektrális vágás keletkezik, amely során a központi hullámhossznál kékebb spektrális komponensek már nem jutnak át a kompresszoron, míg az alacsonyabb frekvenciás komponensek mind átjutnak. Innen látható, hogy ha θ -t (és ezzel együtt R -t is) túl kicsire választjuk, akkor elég durván aszimmetrikus spektrális vágás is keletkezhet.

A következő derivált, a csoporkésleltetés-diszperzió R -től viszonylag független, állandó termikus instabilitása ($\approx 1,5 \text{ fs}^2/\text{°C}$) pedig a (9) egyenlet miatt jelentősen hozzájárulhat az impulzus kiszélesedéséhez ingadozó laboratóriumi hőmérséklet esetén.

A fenti eredmények mellett megmutatom, hogy mégis létezik hőmérsékletileg stabilizálható beállítás. A példaként vett rendszert egyszerűen a II. rendszerből kapjuk a kvarc prizmapár szintén Brewster szögű ($67,03^\circ$) BK7-es prizmákkal való helyettesítésével. Ekkor, a 14. ábra tanúsága szerint $R=18,5\%$ -os

arányánál eltűnik a csoportképletelés-diszperzió hőmérsékleti változása. Ez a beállítás az



14. ábra A fázistolás első három deriváltjának hőmérsékleti érzékenysége R függvényében a módosított, BK7-es prizmákat tartalmazó II. rendszere

adódó $+2995 \text{ fs}^2$ csoportképletelés-diszperzió miatt a gyakorlatban csak impulzusok nyújtására alkalmazható. Figyeljük meg azonban a rendszernek azt a pozitív tulajdonságát, hogy a teljes, 0% - 30%-os R tartományon belül igen kicsike marad a csoportképletelés-diszperzió hőmérsékleti változásának abszolútértéke ($<0,3 \text{ fs}^2/\text{°C}$!). Ha az R értéke 0% és 5,3% között van, akkor a rendszer ráadásul negatív csoportképletelés-diszperziót ad, ami kompresszorként való alkalmazását is lehetővé teszi. Ez igen figyelemreméltó eredmény ahhoz képest, hogy azt a konfiguráció változatlanul hagyásával, mindössze a prizmák cseréjével értük el. Tehát megállapítható, hogy a csoportképletelés-diszperzió hőmérsékleti stabilizálhatósága szempontjából kiemelkedő jelentőségű a prizmák anyaga. Vegyük azt is észre, hogy az általam vizsgált üvegtípusok közül a BK7-es hőmérsékleti törésmutatóváltozásának az együtthatója volt a legkisebb abszolútértékű.

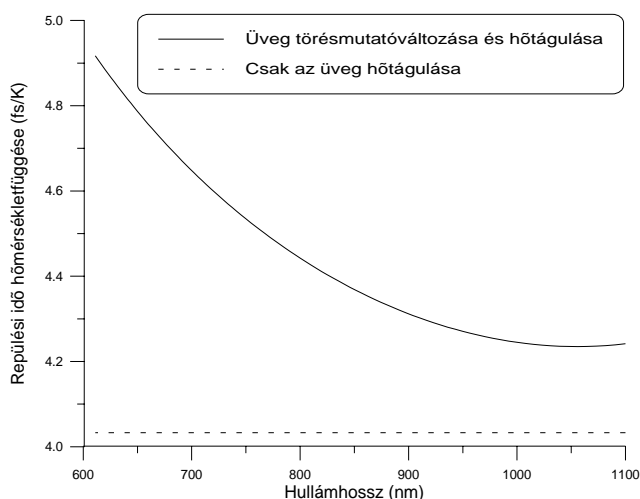
Egyetlen hátránya ennek a konfigurációnak az, hogy ennél a repülési idő fokenkénti változása meglehetősen nagy: mindig nagyobb, mint $5 \text{ fs}/\text{°C}$, még invar alkalmazásánál is. Az általam javasolt megoldást tehát azokra a rendszerekre érdemes alkalmazni, amelyek a csoportképletelés-diszperzió megváltozására érzékenyebbek, mint a repülési időére. Az ebben a fejezetben vizsgált Kerr-lencsés lézerek éppen ilyenek. Így kimutattam azt is, hogy ezen lézerek működésének stabilitása a

kompresszor geometriájának körültekintő tervezésével és a prizmak anyagának megfelelő megválasztásával nagy mértékben növelhető.

7. A PRIZMAK HŐTÁGULÁSÁNAK HATÁSA

Vizsgáljuk meg, hogy legfeljebb mekkora hatással van a kompresszor hőmérsékleti érzékenységre a prizmak anyagának hőtágulása. Bár az előzőekben ezzel a hatással is számoltam, amint az a (23a-23d) egyenletekből látszik, de hogy ennek az effektusnak a várható legnagyobb relatív nagyságát is meg tudjuk becsülni, ahhoz le kell választani azt a törésmutató termikus változásáról. Ezt a vizsgálatot olyan üvegből készült prizmára érdemes elvégezni, amely törésmutatója kevésbé érzékeny a hőmérsékletre, míg a hőtágulási együtthatója viszonylag nagy. Ilyen üveg az FK54-es, amelynek ráadásul negatív dn/dt -je van.

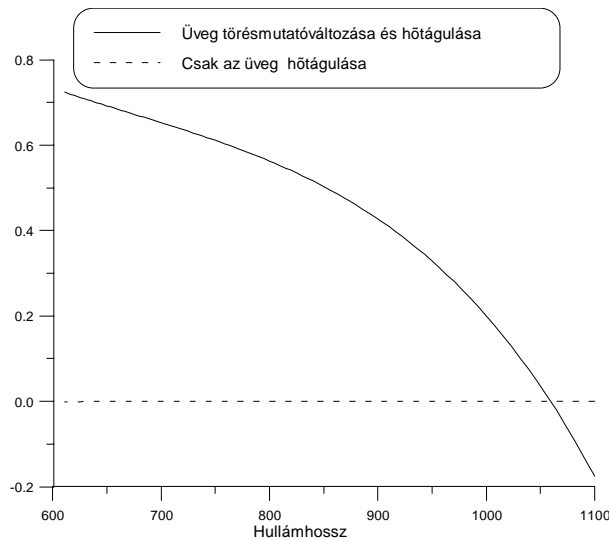
Az eredményeket a 15. ábra mutatja, ahol megfigyelhetjük, hogy a rendszer eredő fokenkénti repülési idő-változásához mennyivel járul hozzá a prizma anyagának hőtágulása. Ez a hozzájárulás igen jelentős is lehet (4 fs/°C a 4,2 fs/°C-ból is akár). A



15. ábra A repülési idő hőmérsékleti változása a törésmutató hőmérsékleti változásának leválasztásával illetve anélkül FK54-es üvegre

csoportkésleltetés-diszperzió fokenkénti változására szemléltetem ugyanezt a 16. ábrán. Látható, hogy az üveg hőtágulása nem járul hozzá a csoportkésleltetés-diszperzió instabilitásához, az kizárólag az üvegek törésmutató-változásából fakad. Ez

várható is volt, hiszen a repülési időhöz a prizmák hőtágulása egy konstans járulékot adott. Nyilván hasonló állítás igaz a harmad- és magasabb rendű diszperziókra is.



16. ábra A csoportképletelés-diszperzió hőmérsékleti változása a törésmutató hőmérsékleti változásának leválasztásával illetve anélkül FK54-es üvegre

8. AZ IMPULZUSKOMPRESSZOROK OPTIMALIZÁLÁSA

A prizmás impulzuskompresszorok optimalizálásánál az elvégzett vizsgálat szerint a következő három szempontot kell figyelembe venni:

1. a kompresszor minél magasabb rendben kompenzálja a rezonátor egyéb elemei által okozott diszperziót,
2. ne történjen számottevő és aszimmetrikus spektrális vágás, ami a jelalak időbeli torzulását okozhatja,
3. a rendszer termikusan stabil legyen.

Az elsődleges szempont nyilván a kompenzálendő anyagi diszperzió mértékének beállítása. Ez a gyakorlatban úgy történik, hogy a csoportképletelés-diszperziót teljesen, a harmadrendű diszperziót pedig nagyrészt kompenzálják egy alkalmasan méretezett kompresszorral. További fontos szempont, hogy a geometriai beállítás ne eredményezzen számottevő spektrális vágást, vagyis a sáv szélesség legalább három-négyszerese „férjen bele” a második prizma [21]. A hőmérsékleti stabilitás problémájára eddig csak „technikai” jellegű megoldások születtek (megfelelő légkondicionáló berendezések üzemeltetése illetve termikus izoláció megvalósítása), a

kompresszor geometriájának kialakításában ez a szempont - a megfelelő kvantitatív elemzés hiányában - szerepet eddig nem játszott.

Nehezen elképzelhető, hogy sikerül olyan eljárást találni, amely olyan rendszer tervezését teszi lehetővé, amely mindhárom optimalizációs feltételnek eleget tesz. Ilyen rendszer megvalósíthatóságára csak az adott célparaméterek ismeretében következtethetünk, ahogyan azt az előzőekben, a konkrét beállítások diszkutálásakor bemutattam.

A hőmérsékleti stabilitásra való optimalizációkor figyelembe kell venni, hogy milyen lézertípusról van szó. Szinkronpumpált lézereknél például a repülési idő stabilan tartása az elsődleges szempont, míg például Kerr-lencsés titán:zafir lézereknél a csoportképletelés-diszperzió hőmérséklet-ingadozásra bekövetkező változásait kell minimalizálnunk. Konkrét rendszerek termikus stabilitásra vonatkozó optimalizációjakor tehát igencsak „meg van kötve a kezünk”. Erre egy konkrét példa az a tény, hogy a nagy diszperzió előidézésére illetve ezáltal a kompresszor kompaktabbá tételére gyakran alkalmazott, nagy törésmutatójú SF10-es üvegből készült prizmák a vizsgálataim tanúsága szerint nem alkalmasak nagy hőmérsékleti stabilitással bíró impulzuskompresszorok építésére.

A hőmérsékletfüggő fázistolás általam megadott modellje alkalmas a rezonátorbeli prizmás impulzuskompresszor környezeti hőmérséklettől függő viselkedésének modellezésére. Ezáltal magyarázatot találhatunk a lézerműködésben esetlegesen bekövetkező anomáliákra. A fentiekben olyan rendszert is bemutattam, amelynek stabilitása már $\pm 0,1$ °C hatására is jelentősen romlik, de olyan femtoszekundumos lézerrendszerre is találhatunk példát, amelynek teljesítménye akár ± 2 °C környezeti hőmérséklet-változásra sem változik meg jelentősen. A hőmérsékleti stabilitásra vonatkozó kritériumok hússzoros(!) különbsége tehát mind technikai, mind fizikai, mind anyagi szempontból indokoltá teszi a termikus tulajdonságok vizsgálatát konkrét rendszerek tervezése során.

9. A TERMIKUS HANGOLHATÓSÁG

A helyes modellből egyenesen következik az is, hogy tudunk olyan eszközt is konstruálni, ahol a repülési idő, csoportképletelés-diszperzió, harmadrendű

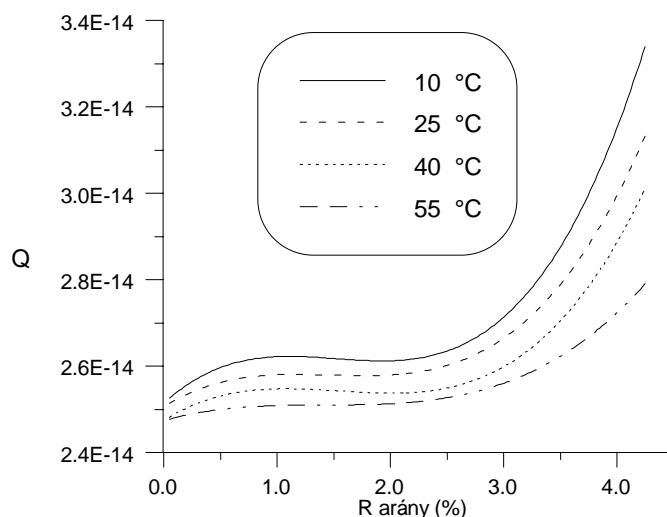
diszperzió stb. értékeit a hőmérséklet változtatásával finoman hangolhatjuk. Ez az állítás a 6. - 12. ábrák alapján is belátható. Az alaposabb vizsgálat érdekében tekintsük egy olyan kompresszort, amelyet egyenletesen fűthető/hűthető, egymáshoz képest azonos hőmérsékleten tartható prizmákból építettünk meg, pl. Peltier-elemeket alkalmazva. Egy ilyen eszköz modellezésére nyilván használható a hőmérsékletfüggő fázistolás fent megadott modellje azzal a különbséggel, hogy itt az asztal hőtágulásától el kell tekintenünk. Itt a termikus effektusokat kizárólag a prizmák hőtágulása és a törémutatójuk hőmérsékletfüggése adják majd.

Az így módosított modellt alkalmazva adjuk meg a csoportképletetés-diszperzióból, a harmadrendű diszperzióból és az impulzus spektrális félértékszélességből előállított Q mennyiséget

$$Q(\omega_0) = \frac{d^2 \phi(\omega)}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} \cdot \frac{d^3 \phi(\omega)}{d\omega^3} \Big|_{\omega_0} \cdot \Delta\omega \cdot K^{-1} \quad (26)$$

amelynek a szemléletes jelentése a következő. Q tulajdonképpen a kompresszor két legfontosabb paraméterének: az általa okozott csoportképletetés-diszperzióknak és a harmadrendű diszperzióknak a hányadosa, elosztva az impulzus spektrális félértékszélességével. Ez utóbbit mindössze praktikus szempontok miatt tettem meg, hiszen így egy dimenziómentes mennyiséget kapunk. Ezek mellett belátható, hogy Q jelenik meg a (9) egyenletben is, ha a gaussi impulzus félértékszélességének a harmadrendű diszperzió általi módosulását is meg szeretnénk határozni.

Ezt a hányadost ábrázoltam változatlanul a II. rendszert alapul véve a kompresszor geometriájára jellemző, a fentiekben már bevezetett R arány függvényében a 17. és a 18. ábrákon. A hőmérsékletet mint a görbék paraméterét változtattam. A modellként vizsgált rendszer geometriai és anyagi paraméterei teljesen megegyeznek a 6. fejezetben vizsgált titán:zafír lézerre méretezett kompresszoréval.



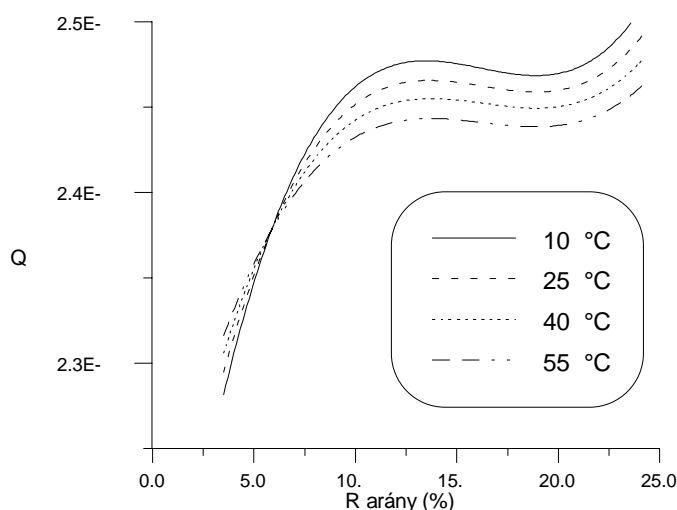
17. ábra Kvarcprizmákból épített kompresszor termikus hangolási tulajdonságai

A grafikonon x tengelyén azokat az értékeket tüntettem fel, amelyekre a Q hányados pozitív és a kompresszor által okozott csoportkésleltetés-diszperzió negatív, hiszen a gyakorlatban az olyan kompresszorok használhatók a titán:zafír kristály diszperziójának kompenzálására, amelyek által okozott csoportkésleltetés diszperzió is és a harmadrendű diszperzió is negatív. Ahol a harmadrendű diszperzió eltűnik, ott a görbe szingulárisává válik, ezt az értéket ($R=4,46\%$ jelen esetben) már nem ábrázoltam a grafikonokon. Nem vettem figyelembe, hogy a grafikonokon esetleg feltüntettem R azon tartományait is, ahol a kompresszor által okozott spektrális vágás számottevő jelalak-torzulást eredményez. A jelentős jelalaktorzulás elkerüléséhez feltételként az szabható, hogy az impulzus sáv szélességének legalább négyszerese férjen bele a kompresszor geometriai méretei által meghatározott spektrális ablakba. Ekkor az impulzus kontrasztját a 10^{-4} -es ill. a 10^{-6} -os szintig tisztán tudjuk tartani, sech^2 - ill. gauss-alakú impulzust véve alapul, ebben a sorrendben [21]. Nem árt megjegyezni, hogy ennek a feltételnek a kvarcprizmákból épített kompresszornál az $R=0...3,0\%$ -os tartomány nem tesz eleget.

Az 17. ábráról rögtön leolvasható, hogy a kompresszor által okozott diszperziók aránya a prizma hőmérsékletének változtatásával finoman hangolható. Még egy fontos tulajdonság állapítható meg az ábráról: az impulzuskompresszort az optimális működés érdekében célszerű minél alacsonyabb hőmérsékleten tartani! Általános tapasztalat az, hogy a kompresszor által kompenzálendő csoportkésleltetés-diszperzió pontos kiegyenlítése esetén a rendszer túlkompensálja a titán:zafír kristály által okozott harmadrendű diszperziót. Ez a visszazugorított impulzus alakjának nemkívánatos torzulásához vezet. Ez azt jelenti, hogy a Q hányados nevezőjében

szereplő harmadrendű diszperziót célszerű valamilyen alkalmas módszerrel minél inkább „elnyomni”. Így tehát a kompresszornak az a kedvező beállítása, egy adott kompenzálendő csoportkésleltetés-diszperzió mellett, ahol a Q értéke minél nagyobb. A 17. ábra éppen azt mutatja, hogy ebből a szempontból az alacsonyabb hőmérsékleten üzemeltetett kompresszorok az előnyösebbek. Ezzel beláttam azt, hogy ha nem sikerül olyan kompresszor konstruálnunk, amely a megfelelő geometriájával és anyagi paramétereivel tökéletesen kiegyenlíti a titán:zafír kristály által okozott csoportkésleltetés-diszperziót és harmadrendű diszperziót, akkor a kompresszor hőmérsékletének változtatásával van még lehetőségünk az optimális beállítás elérésére.

A 18. ábrán az R -et egy másik, nagyobb tartományon tüntettem fel. Ez a grafikon egy újabb bizonyítékot szolgáltat arra, hogy egy kis körültekintéssel és szerencsével hőmérsékletileg stabil kompresszorokat tervezhetünk: az R arány 5,9%-os értéke mellett a prizmapár termikusan stabil lesz a Q hányados szempontjából.



18. ábra Kvarcprizmákból épített impulzusnyújtó termikus hangolási tulajdonságai

Egy ilyen geometriájú eszköz sajnos nem használható fel impulzuskompresszióra, legfeljebb impulzusok nyújtására, hiszen bár a Q pozitív, de ez úgy állt elő, hogy a csoportkésleltetés-diszperzió is és a harmadrendű diszperzió is pozitív értéket vett fel. Mindenesetre ezzel kimutattam a termikusan stabil pontok létezését a Q szempontjából is.

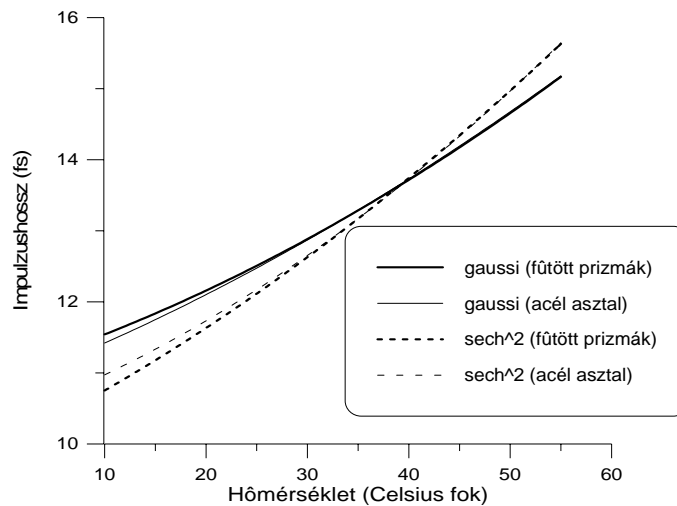
A fentiekben beláttam tehát, hogy a megfelelő modell alapján megtervezett és megépített rendszer termikus viselkedése kiszámítható lesz, ami a hőmérsékleti hangolást a kísérleti megvalósítás során lehetővé teszi.

10. AZ IMPULZUSOK FÉLÉRTÉKSZÉLESSÉGÉNEK HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSE

A következőkben megvizsgálom az impulzusok alakjának megváltozását, miközben a hangolható kompresszor hőmérsékletét változtatjuk. Ezeket a számításokat az (1)-(4) egyenletek által megadott és az 1. fejezet elején leírt Fourier-transzformációs módszerrel végeztem el. A lézerimpulzusok alakjának jellemzésére önkényesen definiált paraméterek (pl. a félértékszélesség) nagy mértékben függenek az impulzus alakjára illesztett függvények analitikus tulajdonságaitól. Ezért az impulzusok időbeli lefutására vonatkozó vizsgálataimban két, a modellezés során leggyakrabban használt impulzusalakot, a gaussit (ld. pl. a (8)-as egyenletet, a lineáris fázismodulációs tényező nélkül) és a

$$E_0(t) = A_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau_0} \right) e^{-i\omega_0 t} \quad (27)$$

egyenlettel adott sech^2 -et vettem alapul. Most is a 6. fejezet elején ismertetett 10 fs-os lézerrendszert vizsgáltam meg, a kompresszor ismertetett paramétereit használva. A numerikus, az úgynevezett gyors Fourier-transzformáció segítségével (Fast Fourier Transform, FFT) elvégzett számolások során a modellként vett, a titán:zafir kristály diszperziója miatt kiszélesedett több, mint 30 fs-os impulzust transzformáltam a prizmás kompresszor numerikusan meghatározott hőmérsékletfüggő fázistolásának megfelelően. Ennek hatására az impulzus a kompresszor beállítási hőmérsékletén, 10°C-on közel a transzformációkorlátozott időbeli félértékszélességig zsugorodott vissza. Teljes összenyomás a transzformációkorlát által meghatározott értékig nem érhető el, mint azt majd láthatjuk, hiszen a kompresszor a harmadrendű diszperziót is csak részlegesen kompenzálja, illetve az ennél magasabb rendű diszperziókat pedig egyáltalán nem feltétlenül egyenlíti ki. Ha a kompresszort nem az ideális, beállítási hőmérsékletén használjuk, hanem az adott hőmérsékleten beállított kompresszor prizmaikat elkezdjük fűteni, akkor a 19. ábrán látható eredményeket kapjuk.



19. ábra Az impulzushossz változása a kompresszor hőmérsékletének függvényében

Innen az figyelhető meg, hogy a kompresszor utáni impulzus félértékszélességét befolyásolja a rendszer hőmérséklete, de még igen nagy hőmérsékleti tartományon belül is (10 °C - 55 °C) alig másfélszeresére változtatja az impulzuhosszat a kompresszor termikus hangolása, függetlenül a bemenő lézerimpulzus alakjától.

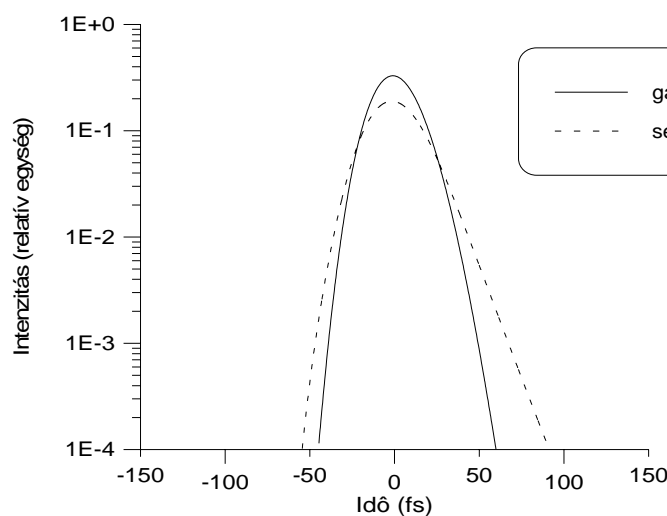
Megvizsgáltam azt az esetet is, amikor nem csak a prizmákat fűtjük (ilyenkor az optikai asztal nyilván nem tágul, ha a környezet hőmérsékletét stabilan tartjuk), hanem az acélból készült optikai asztal hőmérséklete is arányosan változik a prizmákéval. Ezzel tehát ismét a környezeti hőmérséklet változásainak hatását modelleztem, itt most az impulzusok félértékszélességének szempontjából. A 19. ábrán vékony vonallal rajzolt görbék ezeket az eredményeket ábrázolják.

Megállapítható, hogy alig figyelhető meg eltérés a vastag és a vékony vonallal ábrázolt görbék között. Ez összhangban van azon korábbi eredményeimmel, melyek szerint a csoportkéleltetés-diszperzió és a magasabb rendű diszperziók hőmérsékleti érzékenysége csak igen kis mértékben függ az optikai asztal anyagi minőségétől. (ld. 7.-8. illetve 11.-12. ábrák, illetve a 23. oldalon tett megállapítások). Mivel az impulzusok alakjának és így félértékszélességének megváltozása a másod- illetve magasabbrendű diszperziók megváltozásával van kapcsolatban, ezért a 19. ábrán megfigyelhető csekély eltérés is előrejelezhető volt a már említett korábbi eredményekből. Most viszont az is megállapítható volt az alkalmazott numerikus módszerek ismeretében, hogy ez a minimális eltérés is valószínűleg a numerikus

hibáknak a következménye. A 850 nm-es impulzusok egy optikai ciklusának hossza 2,84 fs, és az általam használt algoritmusban optikai ciklusonként 24 pontból mintavételeztem az impulzus időbeli lefutását. Ez azt jelenti, hogy a kompresszoron áthaladt, visszazsugorított impulzus félértékszélességének megállapításánál a numerikus módszereknek ez a fajta „kvantálási hibája” 0,1 fs nagyságrendű elérést is okozhat. Az ábrán megfigyelhető eltérések is éppen ebbe a nagyságrendbe esnek. Összefoglalásképpen azt mondhatjuk tehát, hogy az optikai asztal hőtágulása nem befolyásolja az impulzusok félértékszélességét.

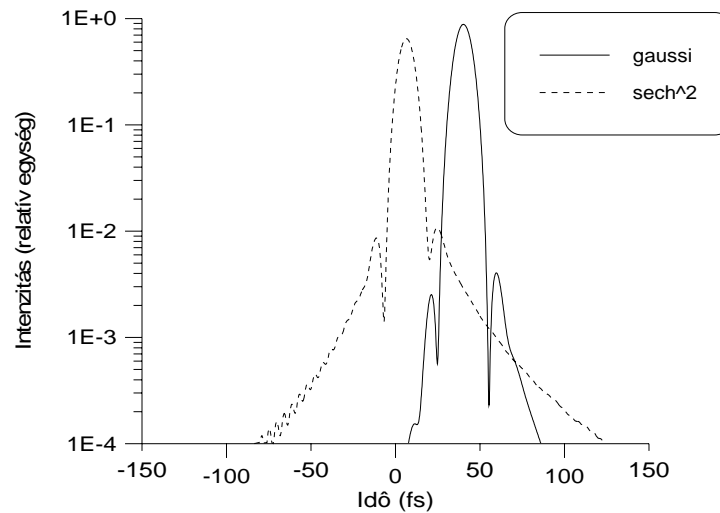
11. AZ IMPULZUSOK KONTRASZTJÁNAK HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSE

Vizsgáljunk meg még egy, az impulzusok alakjának jellemzésére használt mennyiséget, a kontrasztot. Ennek a főleg a nagytelejesítményű lézerek alkalmazása során fontos mennyiségnek a definícióját és a jelentését az 1. fejezetben említettem meg. A vizsgált, II. modellrendszerre a már leírt Fourier-transzformációs módszert alkalmaztam. A titán:zafír kristály diszperziója miatt kiszélesedett, nem transzformáció-limitált, 30,2 fs-os (gaussi) illetve 36,7 fs-os (sech^2) impulzusok intenzitásának időbeli lefutására a következő eredményeket kapjuk, 10^{-4} -es mélységű logaritmikus skálán ábrázolva. (Az intenzitás egységül a kiindulási impulzus csúcshintenzitását választottam)

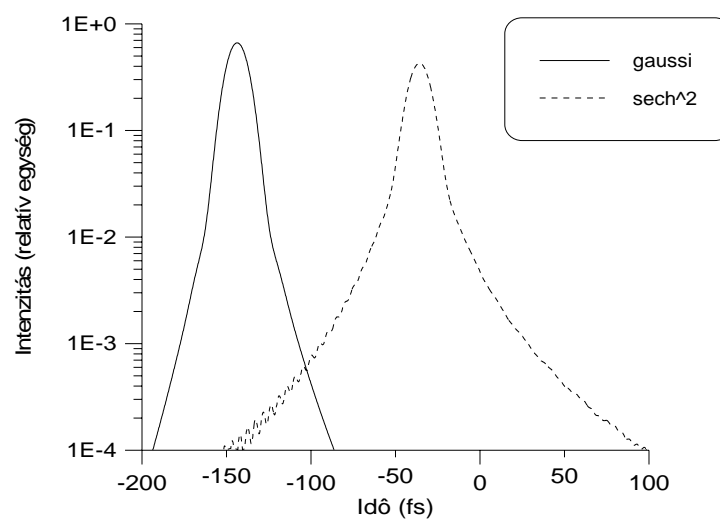


20. ábra A visszazsugorított impulzusok alakja a kompresszor bemeneténél

Megfigyelhető, hogy a kristály diszperziója aszimmetrikus impulzusokat eredményez. Ezek először a 10 °C-os, ezen a hőmérsékleten beállított kompresszoron áthaladva a 21. ábrán, míg az 55 °C-ra felfűtött kompresszoron áthaladva a 22. ábrán megadott alakúak lesznek. (A grafikonokon a könnyebb összevethetőség érdekében mindenütt 300 fs-os időtartományt ábrázoltam az x tengelyeken.)



21. ábra A 10 °C-os kompresszoron áthaladt impulzusok alakja



22. ábra Az 55 °C-os kompresszoron áthaladt impulzusok alakja

Látható, hogy az impulzusok repülési idejét is jelentősen megváltoztatja a kompresszor hőmérséklete, azonban, amint már azt a 6. fejezetben, a Kerr-lencsés titán:zafír lézerek vizsgálatokor láthattuk, a repülési idő stabilan tartása ebben az esetben nem feltétlenül szükséges. Sokkal érdekesebb megfigyeléseket tehetünk viszont az impulzusok alakjának vizsgálatokor. A 10 °C-os kompresszor közel a kívánt 10 fs-os hosszúságúra nyomja össze az impulzusokat. Ugyanez a prizmapár 55 °C-ra

felfűtve már nem biztosít ideális kompressziót, hiszen az impulzusokat csak kb. 15 fs hosszúságúra rövidíti le, a 19. ábrán megfigyelhető eredményekkel teljes összhangban. A várakozásoknak megfelelően a relatív csúcsintenzitás 10 °C-on megközelíti az elérendő 1-es értéket. (Teljesen elérni nem lehet, hiszen pl. a harmadiknál magasabb rendű diszperziókat egyáltalán nem kompenzáltuk.) Az 55 °C-ra melegített kompresszornál ez az érték 0,55-re illetve 0,3-re csökken a két vizsgált impulzusalak esetében. A felfűtött kompresszoron áthaladt impulzusok „tövének” (pl. mondjuk a félértékszélességen kívüli részének) az energiatartalma is szemmel láthatóan megnőtt.

Ezeknél érdekesebb jelenség viszont, hogy a 10 °C-os, közel optimálisnak gondolt kompresszornál $3,0 \cdot 10^{-3}$ -os illetve $1,1 \cdot 10^{-2}$ -os szinten elő- és utóimpulzusok jelennek meg. Ez a jelenség nem származhat a numerikus módszerek során elkövetett spektrális vágásból (vagyis hogy a bemenő impulzus diszkrét Fourier-transzformációja után a spektrális tartomány túl szűk részén lévő pontokhoz számoltuk csak hozzá az $e^{-i\phi(\omega)}$ hőmérsékletfüggő fázistolást). Más vizsgálatokból ismert, hogy az általam az itteni számításokban használt spektrális tartomány, vagyis a spektrális félértékszélesség ötszöröséig megadott fázistolás, illetve a spektrum „levágása” ezeken a tartományokon kívül nem eredményezhet $2 \cdot 10^{-5}$ -es illetve 10^{-9} -es szintnél nagyobb mellékimpulzusokat sech^2 illetve gaussi impulzusalakokat tekintve rendre [21]. Az itt megjelenő, magas szintű mellékimpulzusok tehát egyértelműen a kompresszor nem vagy csak rosszul kompenzált magasabbrendű diszperziójának következményeként lépnek fel.

Meglepő jelenséget figyelhetünk meg ezzel kapcsolatban a 22. ábrán. Habár a 10 °C-n beállított, majd 55 °C-ra felfűtött kompresszor csúcsintenzitással és az időbeli félértékszélességgel kapcsolatos paraméterei egyértelműen leromlottak, viszont teljes mértékben eltűntek (legalábbis a 10^{-4} -es szintig) a mellékimpulzusok. Ezzel persze az járt együtt, hogy az impulzusok energiatartalma is nemkívánatos mértékben megnőtt, időben az impulzusok szélei felé közeledve. Ez egy kellemetlen „mellékhatása” a kontraszt szemmel láthatóan nagy mértékű javulásának.

Kimutattam tehát, hogy az impulzusok alakjára és ezen belül a kontraszt nagyságára is nagy hatással vannak a hőmérsékletfüggő fázistolás magasabb rendű tagjai. Mindössze a kompresszor hőmérsékletének változtatásával a magasabb rendű diszperziók arányát és hatását az impulzuskompresszióra annyira meg lehet

változtatni, hogy a mellékimpulzusok szintjét drasztikusan, az elemzett modellrendszerénél legalább századrészt csökkenteni. Ez az eredmény kulcsfontosságú lehet bizonyos nagyintenzitású alkalmazásoknál.

ÖSSZEFOGLALÁS

Dolgozatomban azt tűztem ki célul, hogy a prizmás impulzuskompresszorok eddig már kísérletileg felismert termikus instabilitására egy, a gyakorlatban is alkalmazható modellt adjak. Ennek nagy jelentősége van a femtoszekundumos lézerrendszerek tervezése szempontjából, hiszen a rövid impulzushosszaknál a lézerműködés instabilitásáért nagy mértékben felelős lehet a környezeti hőmérséklet ingadozása. Ezt az empirikus ténytet az általam felállított hőmérsékletfüggő fázistolás modelljével igazoltam is. Az általános modell a geometriai optikán alapszik, és a kompresszor általam vizsgált fizikai paramétereit a fázistolás körfrekvencia illetve hőmérséklet szerinti deriválásával állítja elő.

Konkrét rendszerek kapcsán a kidolgozott modell segítségével becslést adtam a hőmérsékleti instabilitás három forrása, az optikai asztal hőtágulása, a prizmák törésmutatójának hőmérsékletfüggése és a prizmák hőtágulása által okozott hatás nagyságrendjére. Megmutattam, hogy a szinkronpumpált lézerek működése már $\pm 0,1$ °C hőmérsékletváltozás esetén is instabillá válhat az optikai asztal hőtágulása által okozott repülési idő megváltozása miatt. Ha az asztal dilatációját kiküszöböljük, akkor a törésmutató hőmérsékletfüggése miatt a hőmérséklet-változással szembeni tolerancia még mindig ± 1 °C-on belül marad.

A törésmutató termikus változása egyes femtoszekundumos, Kerr-lencse hatáson alapuló titán:zafír lézer esetén maximálisan ± 1 °C-os ingadozást engedhet csak meg. Kimutattam azonban, hogy a termikus stabilizálhatóság nagy mértékben függ az üvegtípus megválasztásától, illetve a rendszer geometriájától, tehát nem feltétlenül kell „technikai” jellegű megoldásokban gondolkodnunk. Erre példát is adtam: az üvegtípus alkalmas megválasztásával és a kompresszor geometriájának a megfelelő megtervezésével hőmérsékletileg stabil rendszereket lehet tervezni vagy a repülési idő vagy a csoportképleltetés-diszperzió szempontjából. Kitértem a prizmás impulzuskompresszorok optimalizálásának a problémakörére is.

A bemutatott modell és a konkrét rendszerek diszkussziójának további következménye az, hogy egy adott lézerrendszer paramétereit finoman hangolhatjuk a kompresszor hőmérsékletének változtatásával. Ennek illusztrálása érdekében megadtam egy titán:zafír lézer impulzuskompresszorának termikus hangolási görbéit. Kimutattam, hogy a prizmák hűtésével általában is a harmadrendű diszperzió teljesebb

kiegyenlítését, vagyis a transzformációkorláthoz közelebbi impulzusokat érhetünk el. A termikus hangolás tehát egy viszonylag egyszerűen megvalósítható és olcsó eljárást jelent ultrarövid lézerimpulzusok keltésére.

Kvantitatív vizsgálatokat végeztem az impulzusok félértékszélességének a hőmérséklet hatására bekövetkező megváltozásával kapcsolatban. Kimutattam azt is, hogy a prizmák hőmérsékletének a szabályozásával nagy mértékben meg tudjuk növelni az impulzusok időbeli kontrasztját, ami egyes alkalmazásoknál döntő fontosságú lehet.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] E. B. TREACY, IEEE, J. Quantum Electron. **QE-5** (1969) 454
- [2] Z. BOR, B. RÁCZ, Opt. Comm. **54** (1985) 165
- [3] O.E.MARTINEZ, J.Opt.Soc.B **3** (1986) 929
- [4] Z. BOR, B.RÁCZ, G.SZABÓ, M.HILBERT, H.A.HAZIM, Optics Eng. **32** (1993) 2501
- [5] F.J.DUARTE. J.A.PIPER, Opt.Comm. **43** (1982) 303
- [6] O. E. MARTINEZ, J. P. GORDON, R. L. FORK, J. Opt. Soc. Am. A **1** (1984) 1003
- [7] D.STRICKLAND, G.MOUROU, Optics Comm. **56** (1985) 219
- [8] *Legújabb összefoglaló tematikus szám: Appl. Phys.B* **65** (1997) 115-277
- [9] T. R. GOSNELL, A. J. TAYLOR, editors: *Ultrashort laser technology*, SPIE Milestone series, (1995)
- [10] Z.BOR, K.OSVAY, H.A.HAZIM, A.KOVÁCS, G.SZABÓ, B.RÁCZ, O.E.MARTINEZ, Optics Comm. **90** (1992) 70
- [11] W.KOECHNER: *Solid state laser engineering*, 3rd ed., Springer, Berlin, 1992
- [12] V.FRANCOIS, S.LAGACE, X.GUAN, S.L.CHIN, Appl.Opt. **33** (1994) 5522
- [13] OSVAY K.: *Ultrarövid lézerimpulzusok alakjának formálása*, Kandidátusi értekezés, Szeged, 1994
- [14] ZHOU ET AL., Opt.Lett. **19** (1994) 1149
- [15] A.P.KOVÁCS, K.OSVAY, Z.BOR, R.SZIPÔCS, Opt.Lett. **20** (1995) 788
- [16] *Schott Optical Glass*, Schott Glass Technologies Inc., 400 York Ave., Duryea, PA 18642
- [17] S. DE NICOLA, G. CARBONARA, A. FINZIO, G. PIERATTINI, Appl.Phys B **58** (1994) 133
- [18] I.H.MALITSON, Appl.Optics **2** (1963) 1103
- [19] *CRC Handbook of Tables for Applied Engineering Science* (CRC Press, Florida, 1988)
- [20] M. NAKAZAWA, T. NAKASHIMA, H. KUBOTA, S. SEIKAI, Opt. Lett. **12** (1987)681
- [21] GAÁL A.: *Femtosekundumos lézerimpulzusok kontrasztjának vizsgálata*, Tudományos diákköri dolgozat, Szeged, 1998