

B 3004

IMPULZUSFRONT-TORZULÁS MÉRÉSE OPTIKAI ELEMÉKBEN
FEMTOSZEKUNDUMOS FELOLDÁSÚ REPÜLÉSI-IDŐ INTERFEROMETRIÁVAL

egyetemi doktori értekezés

írta:

Gogolák Zoltán

SZEGED, 1989

TARTALOMJEGYZÉK

I.	BEVEZETÉS	
1.	Rövid fényimpulzusok előállítása és alkalmazása ..	4
2.	Rövid fényimpulzusok optikai elemekben	5
3.	A dolgozat célkitűzései	6
II.	IRODALMI ÁTTEKINTÉS	
1.	Fázissebesség és csoportsebesség	7
2.	Csoportsebesség diszperzió	9
3.	Impulzusfront-torzulás	11
4.	Impulzusfront torzulása prizmákban	11
5.	Impulzusfront torzulása lencsékben	14
6.	Impulzusfront torzulása teleszkópban	16
7.	Kísérleti eredmények áttekintése	17
8.	Az impulzusfront-torzulás alkalmazásai	19
III.	KISÉRLETI EREDMÉNYEINK	
1.	A repülési-idő interferometria elve	25
2.	A repülési-idő interferometria eszköze	29
3.	Mérési elrendezés	30
4.	Impulzusfront torzulás-mérése prizmában	32
5.	Impulzusfrontütorzulás mérése teleszkópban	38
6.	Prizmás impulzuskompresszor karakterisztikájának felvétele	42

IV.	ELJÁRÁS PRIZMÁS KOMPRESSZOR HARMADRENDŰ FÁZISTAGJÁ- NAK KOMPENZÁLÁSÁRA	
1.	A harmadrendű fázistag	46
2.	Eljárás a harmadrendű fázistag kompenzálására	47
V.	A TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA	52
VI.	HIVATKOZÁSOK	53
	KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	56

I. BEVEZETÉS

1. Rövid fényimpulzusok előállítása és alkalmazása

Az 1 ns-nál rövidebb fényimpulzusok előállítására általában különböző elrendezésű festéklézereket használnak. Példaként néhány típus: elosztott visszacsatolású festéklézer, versengő rezonátorú festéklézer, és a femtoszekundumos tartományban leggyakrabban alkalmazott CPM lézer.

A megfelelően nagy teljesítményű pikoszekundumos és femtoszekundumos fényforrások (lézerek) meglehetősen bonyolultak és költségesek még a néhány nanoszekundumos impulzusú lézerekhez képest is. Az ultrarövid fényimpulzusokat előállító lézerek kutatása és fejlesztése ezért két fő irányban folyik: egyrészt a rövidebb (néhány fs) idejű impulzusok előállítása, másrészt minél egyszerűbb (megbízhatóbb) és gazdaságosabb (olcsóbb) elrendezések kidolgozása a cél.

Az ultrarövid fényimpulzusok előállítására alkalmas lézerek kutatását elsősorban nemcsak a téma rendkívül érdekes volta ösztönzi, hanem az ultrarövid impulzusok fontossága az alap- és alkalmazott kutatások számos területén. Mivel a pikoszekundumos és femtoszekundumos tartományban vizsgálójelként már csak a fény jöhet számításba, így minden, ebbe a tartományba eső folyamat vizsgálatánál gyakorlatilag lézert alkalmaznak. Néhány alkalmazási példa a teljesség igénye nélkül: időfelbontású spektroszkópia, ultragyors fényképe-

zés, lézerfény-anyag kölcsönhatások dinamikai vizsgálata, biológiai rendszerek gyors folyamatainak vizsgálata, nemlineáris jelenségek vizsgálata, gyors holográfia, reakciókinetikai és fotoionizációs vizsgálatok, stb.

2. Rövid fényimpulzusok optikai elemekben

Az ultrarövid fényimpulzusok előállítása és alkalmazása során számos probléma merül fel. A hagyományos optikai megközelítés nem alkalmas ezen impulzusok közegbeli terjedésének leírására, mivel néhány, a terjedés során fellépő effektus az impulzusidővel összemérhetővé válik. Ilyen két lényeges effektus az impulzusfront-torzulás és az impulzus kiszélesedése. Ezeknek a jelenségeknek a nagysága természetesen függ annak az anyagnak a tulajdonságaitól, amelyben a rövid impulzus terjed. Levegőben ezek általában elhanyagolhatóak, az optikai elemekben (lencsék, prizmák, nyalábtágítók stb.) viszont már olyan mértékűek lehetnek, hogy megghiúsíthatják a rövid fényimpulzusok felhasználását, illetve meghamisíthatják a mérési eredményeket. Fentieket figyelembe véve, a modern optika egyik fontos feladata ezen effektusok kiszámítása és megmérése. Az impulzusfront-torzulás jelenségét azonban fel lehet használni más területeken, tehát nemcsak a káros hatások miatt érdemes tanulmányozni a rövid fényimpulzusok viselkedését optikai elemekben.

3. A dolgozat célkitűzései

- Az irodalom alapján áttekintést adni néhány optikai elem-
ben (prizma, lencse, teleszkóp) létrejövő impulzusfront-
-torzulás elméleti és kísérleti vizsgálati eredményeiről.
- Michelson interferométer felhasználásával egyszerű eljá-
rás kidolgozása az impulzusfront-torzulás mérésére.
- Impulzusfront-torzulás mérése prizmákban, teleszkópban.
- A kidolgozott eljárás alapján prizmás impulzuskompresszor
karakterisztikájának felvétele és számítása.
- Prizmás kompresszor esetén a harmadrendű fázistag kompen-
zálására egy lehetséges eljárás vizsgálata.

II. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

1. Fázissebesség és csoportsebesség

Jelen dolgozat elsősorban az impulzusfront-torzulás jelenségével foglalkozik, az esetek többségében ez a fény fázissebességének és csoportsebességének különböző voltából származik.

Vákuumban a fény sebességére, frekvenciájára és hullámhosszára fennáll a $c = \nu \cdot \lambda$ összefüggés. Az n törésmutatójú anyagban haladó fény $c_f = c/n$ fázissebességére, frekvenciájára és λ_k közegbeli hullámhosszára pedig a $c_f = \nu \cdot \lambda_k$ kifejezés érvényes. Fényimpulzusok közegbeli terjedése során azonban az impulzus sebességére (pl az intenzitásmaximum térbeli sebességére) már más összefüggés vonatkozik, amelyhez a következőképpen juthatunk: Induljunk ki egy síkhullámból, amelyet

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i \cdot (\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1)$$

alakban vehetünk fel. Az elektromos térerősségvektor ekkor

$$\vec{E} = \text{Re} \vec{E}$$

Az (1)-ben szereplő $\vec{k}$ hullámszámvektor:

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c_f} \cdot \vec{e}_k = \frac{2\pi}{\lambda_k} \cdot \vec{e}_k \quad (2)$$

ahol $\vec{e}_k$ egységvektor, λ_k a közegbeli hullámhossz.

n törésmutatójú közegben haladó impulzus esetén a c_{cs} csoportsebességet a

$$c_{cs} = \frac{d\omega}{dk} \quad (3)$$

kifejezésből számolhatjuk [1-5]:

$$c_{cs} = \frac{d(c_f \cdot k)}{dk} = c_f - \lambda_k \cdot \frac{dc_f}{d\lambda_k}, \quad (4)$$

elvégezve a deriválást felhasználva azt, hogy

$$c_f = \frac{c}{n}; \quad \frac{c_f}{c} = \frac{\lambda_k}{\lambda} \quad \text{és} \quad \frac{d\lambda}{d\lambda_k} = \frac{n}{1 - \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda}}, \quad (5)$$

megkapjuk a csoportsebességet a vákuumbeli fénysebességgel és hullámhosszal, illetve a közeg törésmutatójával és $dn/d\lambda$ diszperziójával kifejezve:

$$c_{cs} = \frac{c}{n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}} \quad (6)$$

Vessük össze a (6) kifejezést a klasszikus fizika tankönyvek egy részében [6-10] a csoportsebességre adott kifejezéssel:

$$c_{cs} = c_f - \lambda \cdot \frac{dc_f}{d\lambda} = \frac{c}{n} \cdot \left[1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (7)$$

Látható, hogy a két formula eltér egymástól. Azonban a (7) kifejezésben λ helyébe mindenhol λ_k -t írva a (6) és (7) formula azonossá válik.

Mivel a közegbeli fázissebesség és a csoportsebesség eltér egymástól, egy n törésmutatójú anyagban megtett L út után az impulzusfront a fázisfronthoz képest ΔT késést szenved:

$$\Delta T = \frac{L}{c_f} - \frac{L}{c_{cs}} = \frac{L}{c} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (8)$$

2. Csoportsebesség diszperzió

Rövid impulzusok diszperzív közegben ($dn/d\lambda \neq 0$) való terjedése esetén nem csak az impulzus sebességében tapasztalható eltérés a vákuumbeli terjedéshez képest, hanem csoportsebesség diszperzió esetén fellép az impulzus-kiszélesedés jelensége is.

Diszperzív közegben megtett L hosszúságú út után az impulzus

$$\tau = \frac{L}{c_s} \quad (9)$$

időkésést szenved. A diszperzió miatt ez a késés hullámhosszfüggő:

$$\frac{d\tau}{d\lambda} = L \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{c_s} \right) = -\frac{L}{c} \cdot \lambda \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (10)$$

Ennek ismeretében egy - fázismodulációt nem tartalmazó - $\Delta\lambda$ sáv szélességű impulzus $\Delta\tau$ kiszélesedése a közegben megtett L út után a következők szerint számítható [11]:

$$\Delta\tau = \frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cdot L \cdot \Delta\lambda \quad (11)$$

Látható, hogy a kiszélesedés a közeg törésmutatójának második deriváltjával arányos. Az impulzusfront fázisfronthoz való késésének és az impulzus kiszélesedésének a viszonyát érdemes megvizsgálni. Rövid impulzusok terjedése során ugyanis az impulzus torzulását ez a két jelenség határozza meg. A (8) és (11) kifejezésekkel:

$$\frac{\Delta\tau}{\Delta T} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{\lambda \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2}}{\frac{dn}{d\lambda}} \quad (12)$$

Az impulzus sávszélességét megadhatjuk

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2N} \quad (13)$$

alakban, ahol $N = c \cdot \tau_i / \lambda$ egy transzfomáció limitált impulzusra és τ_i az impulzus hossza. N a koherens ciklusok száma az impulzusban [12]. A gyakorlatban alkalmazott optikai anyagok különböző rendű diszperzió koefficiensei között Bor és Rácz talált összefüggést [13], amely a törésmutató második és első deriváltjának hányadosára az A/λ értéket adja ($A \approx -3$). Ezzel és a (13) egyenlőséggel (12) a következő alakba írható:

$$\frac{\Delta\tau}{\Delta T} = \frac{A}{2N} \quad (14)$$

Tehát a közegbeli impulzusterjedés során fellépő kiszélesedésének és az impulzusfront késésének arányát az impulzusbeli koherens ciklusok száma határozza meg első közelítésben. Egy példán nézzük meg, mekkora ez az arány:

Egy $\tau_i = 100$ fs hosszú, $\lambda = 620$ nm hullámhosszúságú transzformáció limitált impulzusra $N \approx 48$ és így $\Delta\tau/\Delta T \approx 0,03$. Hosszabb impulzusra vagy rövidebb hullámhosszra, amikor is N nagyobb, ez az arány még kisebb lesz. Ebből a példából látható, hogy nem lehet figyelmen kívül hagyni az impulzusfront késéséből származó effektust.

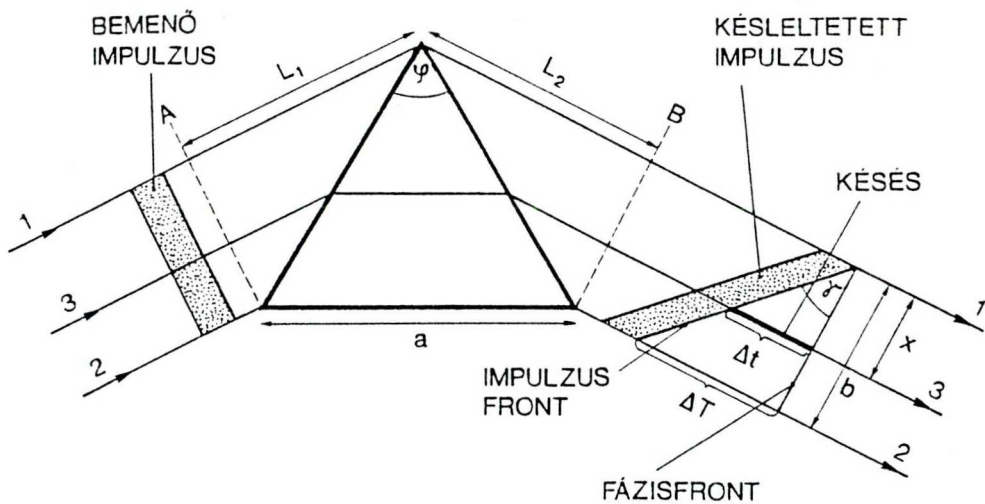
3. Impulzusfront-torzulás

Rövid impulzus közegbeli terjedése során, amennyiben a közeg rendelkezik diszperzióval ($dn/d\lambda \neq 0$), a fázissebesség és a csoportsebesség különböző lesz. Célszerű tehát a fázisfront mellett az impulzusfront fogalmát is használni rövid impulzusok esetében. Definiálhatjuk az impulzusfrontot, mint a tér azon pontjainak összességét, amelyekben egy adott pillanatban az intenzitás maximális. Mivel az optikai elemekben az optikai tengelytől (vagy a nyaláb középvonalától) különböző távolságban haladó sugarak általában különböző utakat tesznek meg az optikai elemet alkotó diszperzív közegekben, az impulzusfront különböző részei különböző mértékű késést szenvednek. Sík bemenő impulzus- és fázisfront esetén az optikai elemből kijövő impulzusban általában az impulzusfront a fázisfronthoz képest torzult lesz. A következőkben néhány gyakran használt optikai elem esetére megvizsgáljuk ezen torzulás tulajdonságait.

4. Impulzusfront torzulása prizmákban

Prizmán áthaladó monokromatikus fénnyaláb különböző részei különböző utakat tesznek meg a prizma anyagában. A törőélhez közelebb haladó sugár kevesebbet, míg a prizma bázisához közelebbi többet. Így ez utóbbi sugarakra az impulzusfront késése a fázisfronthoz képest nagyobb lesz, mint a

törőélhez közelebbiekre (1. ábra). Kiszámolva a késést, mint a sugár nyalábbeli helyzetének (x) függvényét, azt kapjuk, hogy a torzulás az impulzusfront dőlését eredményezi a fázisfronthoz képest [14]. Az 1. ábra mutatja a dölést sík bemenő impulzusfrontot feltételezve.



1. ábra: Impulzusfront dölése prizmaiban

Legyen a nyaláb átmérője b , a prizma bázisa a , törőszöge ϕ . Ekkor a Fermat elv szerint az optikai úthossz az **A** és **B** síkok között: $L_1 + L_2 = n \cdot a$

Az áthaladási idők az 1 és 2 sugarakra:

$$T_1 = \frac{L_1}{c} + \frac{L_2}{c} = \frac{n \cdot a}{c} \quad \text{és} \quad T_2 = \frac{a}{c} \cdot \left(n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (15, 16)$$



A késés az 1 és 2 sugár között:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = -\frac{a}{c} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (17)$$

Az impulzusfront dőlésére jellemző mennyiség a dőlés γ szöge (az impulzusfront és fázisfront által bezárt szög), amelyet kifejezhetünk a késéssel:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{c \cdot \Delta T}{b} = -\frac{a}{b} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} = -\lambda \cdot \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \quad (18)$$

ahol $\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{a}{b} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ a prizma szögdiszperziója. A $\operatorname{tg} \gamma$ -t kifejezhetjük a törőszöggel is:

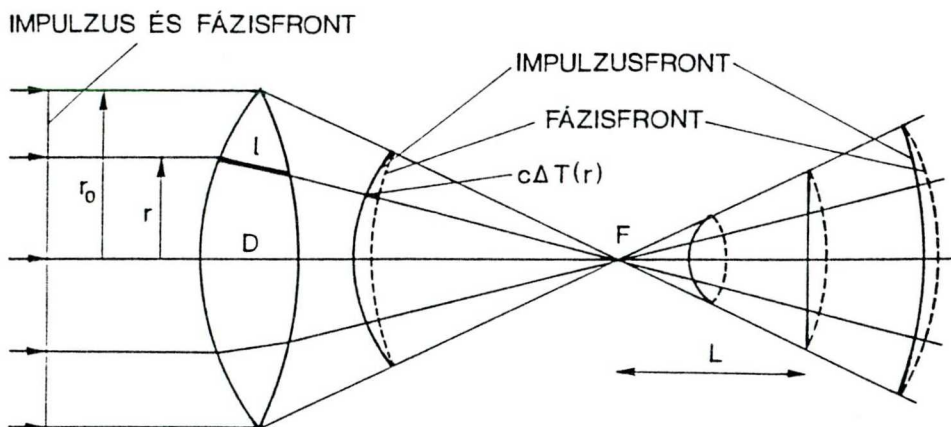
$$\operatorname{tg} \gamma = - \frac{2 \sin \frac{\phi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2 \frac{\phi}{2}}} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (19)$$

Egy tetszőleges, az 1 sugártól x távolságra haladó, 3 sugarra a késés kifejezhető a $\operatorname{tg} \gamma$ -val, amely a prizma adatai alapján (19)-ből számítható:

$$\Delta t = \frac{x}{c} \cdot \operatorname{tg} \gamma \quad (20)$$

5. Impulzusfront torzulása lencsékben

Tegyük fel, hogy egy $2r_0$ átmérőjű, f fókusztávolságú lencsére sík fázisfronttal rendelkező impulzust bocsátunk az optikai tengellyel párhuzamosan (2. ábra). Mivel a lencse anyagában a különböző sugarak különböző utakat tesznek meg, a fázis- és csoportsebesség különböző volta miatt a nyaláb mentén az impulzusfront késése a fázisfronthoz képest változni fog, azaz impulzusfront-torzulás jön létre.



2. ábra: Impulzusfront-torzulás lencsében

A torzulást [12,15] alapján írhatjuk le. A 2. ábrán látható, hogy a késés az axiális sugárra a legnagyobb. Az optikai tengelytől r távolságra haladó sugár a lencse anyagában l hosszúságú utat tesz meg, így a fázis- és csoportsebesség különbözőségéből adódóan az impulzusfront késése a fázis-

fronthoz képest erre a sugárra:

$$\Delta T(r) = \frac{l}{c} \cdot \left[-\lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (21)$$

Mivel a zárójelben szereplő tényező értéke általában 2-20% közé esik, a (21) egyenlet alapján látható, hogy jelentős késések - és így jelentős impulzusfront-torzulás - léphet fel lencsékben. A Fermat elv felhasználásával a geometriai optika paraxiális közelítésének keretein belül megmutatható, hogy ez a késés a

$$\Delta T(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2c \cdot f \cdot (n-1)} \cdot \left[-\lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (22)$$

egyenlettel számítható [12,15]. Itt r_0 a marginális sugár, r egy tetszőleges bemenő sugár távolsága az optikai tengelytől, f a lencse fókusz-távolsága. (Feltettük, hogy a marginális sugárra a késés zérus.) Ez az egyenlet egy parabolikus jellegű impulzusfront-torzulást ír le. Ezen torzulás miatt az impulzus áthaladási ideje a fókuszponton hosszabb lesz, mint az impulzusidő. Megmutatható azonban, hogy a fókuszponttól

$$L = \frac{f}{n-1} \cdot \left[-\lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (23)$$

távolságra az impulzusfront sík lesz, a fázisfront továbbra is görbült marad (2. ábra). Ez a sík rövid impulzusok fókuszálása esetén igen fontos, hiszen ezen a síkon az áthaladá-

si idő és az impulzusidő megegyezik.

Szórólencsék esetén az axiális sugárra a késés minimális, marginális sugarakra maximális lesz, azonban kiszámításának módja lényegében nem változik.

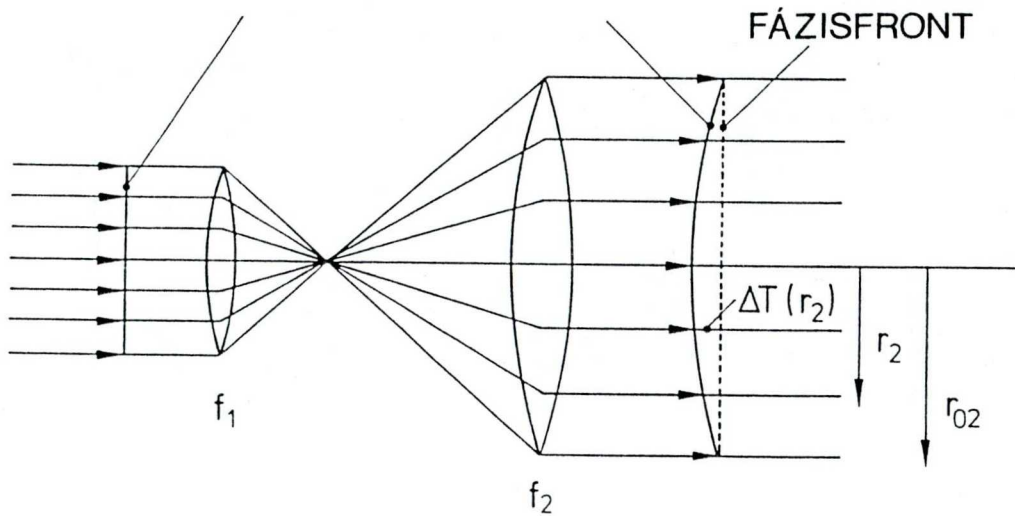
6. Impulzusfront torzulása teleszkópban

Az előző fejezetben a lencsékben fellépő fázis- és impulzusfront közötti késésre megadott (22) egyenletet felhasználva kiszámíthatjuk egy nyalábtágítón (teleszkópon) áthaladó impulzus frontjának torzulását (3. ábra) [12,15]:

$$\Delta T(r_2) = \frac{r_{02}^2 - r_2^2}{2c \cdot f_2 \cdot (n-1)} \cdot \left[-\lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right] \cdot \left[1 + \frac{1}{M} \right] \quad (24)$$

ahol r_{02} és r_2 a teleszkóp második lencséjén kilépő marginális illetve egy tetszőleges sugár távolsága az optikai tengelytől, f_2 a második lencse fókusz távolsága, $M=f_2/f_1$ a teleszkóp nagyítása. Feltettük, hogy mindkét lencse azonos anyagból készült, azonban bizonyos esetekben különböző anyagú lencséből összeállított teleszkópban fellépő impulzusfront-torzulást is jó közelítéssel írja le a (24) formula. Nyalábtágító alkalmazásakor (24) szerint szintén parabolikus jellegű torzulás lép fel, így sík bemenő impulzus esetén a kilépő impulzus forgási paraboloid lesz.

IMPULZUS ÉS FÁZISFRONT IMPULZUSFRONT



3. ábra: Impulzusfront torzulása teleszkópban

Galilei-féle teleszkóp alkalmazásával illetve akromatikus lencsék felhasználásával a nyalábtágító impulzusfrontot torzító hatása jelentősen csökkenthető [12,15,16].

Megemlítjük, hogy egyéb optikai elemekben is létrejön impulzusfront-torzulás, azonban ezekkel az elemekkel mi nem foglalkozunk [12,17,18,19].

7. Kísérleti eredmények áttekintése

A fentebb tárgyalt jelenségek a piko- és femtoszekundumos időtartományba esnek, így kimutatásukra általában a rövid impulzusok időtartamának mérésére kidolgozott eljárások-

kat használták.

1974-ben M. R. Topp és G. C. Orner echelon és Kerr-cella segítségével mérte meg különböző anyagú prizmákra az impulzus késését a nyaláb mentén. Mérésük elve az volt, hogy a prizmából kilépő dőlt impulzust egy echelon konstans időlépésekben térben szétbontotta, majd egy Kerr-cella által meghatározott időkapun keresztül fotolemezre esett. A fotolemezen rögzített képből az időlépések ismeretében meghatározható a késés a nyaláb mentén [20].

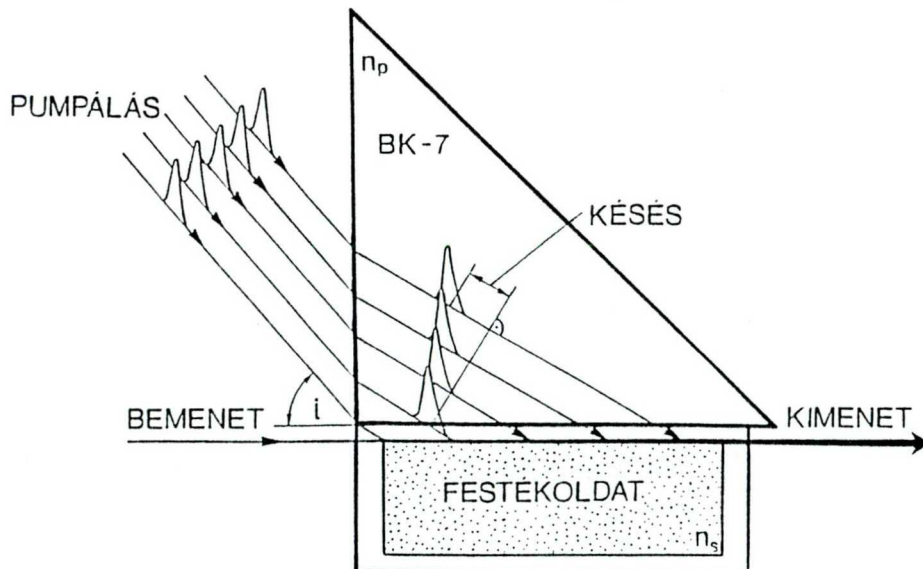
Bor és Rácz szintén prizmákban létrejövő impulzusfront dölést vizsgált rövid impulzus (kb. 1 ps) és sávkamera segítségével. A prizmából kilépő döntött nyalábot úgy bocsátották a sávkamera részére, hogy a rés egyik széle a kisebb késés, míg másik széle a nagyobb késés irányába esett. Így a kamera ernyőjén dőlt sáv jelent meg, a dőlés szöge az impulzusfront dölési szögének lineáris függvénye volt [14].

Szatmári és Kühnle ultrarövid impulzus (kb. 70 fs) és autokorrelátor felhasználásával lencsékben és teleszkópokban létrejövő impulzusfront-torzulást mérték. Módszerük lényege az volt, hogy az optikai elemből kilépő impulzusfront egyes részeinek késését autokorrelátorral mérték [16].

8. Az impulzusfront-torzulás alkalmazásai

Itt három esetet említünk, amelyekből kettő rövid impulzusok előállításában, míg egy azok detektálásában nyer alkalmazást.

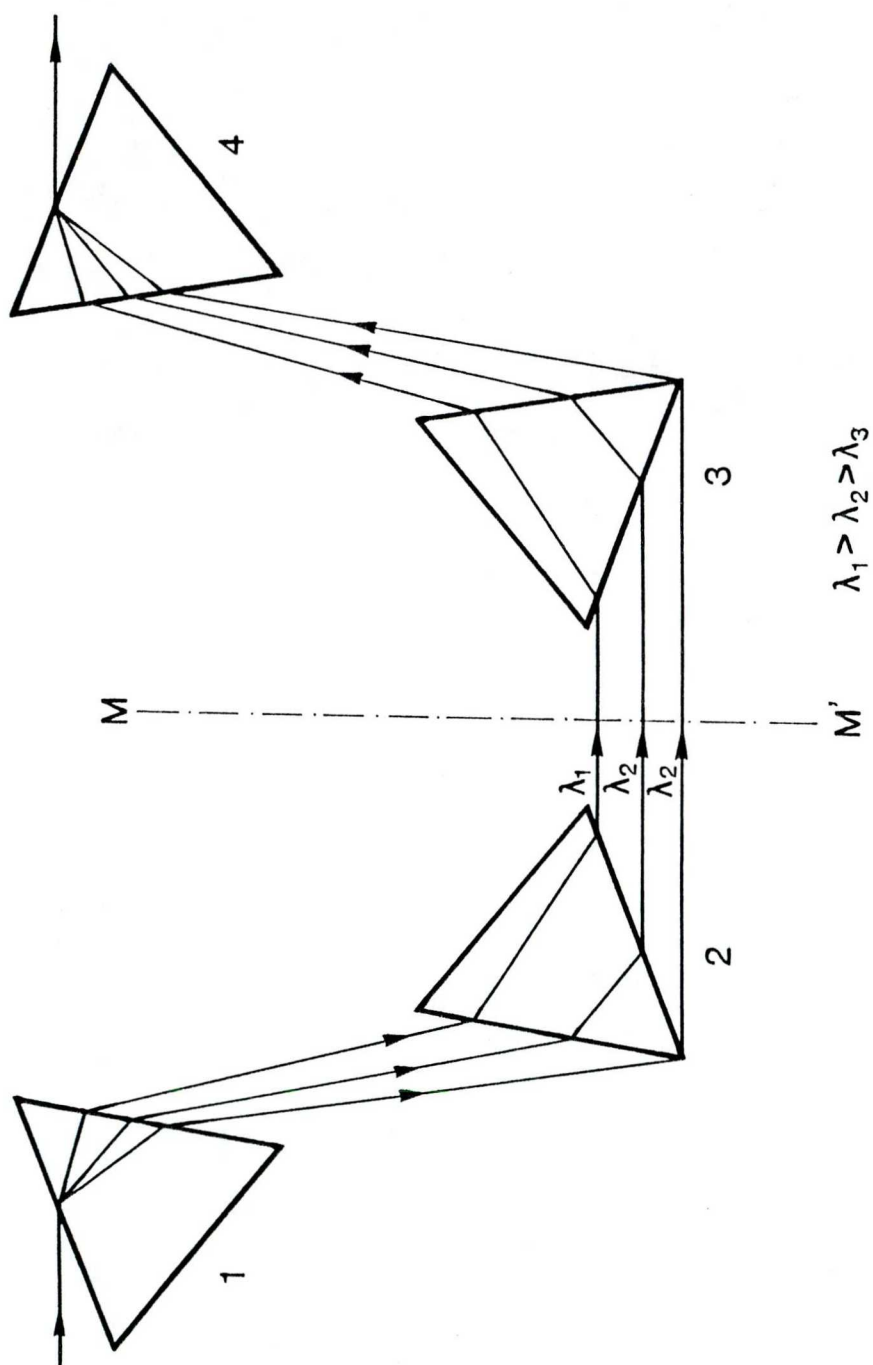
Haladóhullámú gerjesztés: Festéklézereknél erősített spontán emisszióval (ESE) előállíthatók rövid impulzusok. Amennyiben a gerjesztő impulzus úgy esik a festékküvetára, hogy a lézercsatorna mentén a festékbeli fénysebességgel söpör végig a küvettán, úgy haladóhullámú gerjesztésről beszélünk.



4. ábra: Prizmában létrejövő impulzusfront dőlés alkalmazása haladóhullámú gerjesztésre

A 4. ábrán a prizmában létrejövő impulzusfront-dőlést felhasználó elrendezést láthatunk. A prizmára érkező gerjesztő nyaláb beesési szögét alkalmasan választva elérhető, hogy a prizmában megdőlt impulzus a lézercsatorna mentén éppen fénysebességgel haladjon végig [14,21].

Impulzuskompresszió: A fázismodulációt (chirp-öt) tartalmazó ultrarövid impulzusok további rövidítésének igen hatásos módszere. Az impulzuskompresszor egy diszperzív késleltető vonal, amelyben a különböző spektrális komponensek terjedési ideje különböző. Az első ilyen eszközt optikai rácsok felhasználásával készítették [22]. Ez az un. Treacy-féle kompresszor negatív csoportsebesség-diszperzióval rendelkezik, ami azt jelenti, hogy a vörösebb spektrális komponenseket késlelteti a kékebbekhez képest. A prizmákban létrejövő transzverzális késleltetésre alapozva készíthető két egyforma prizmapárral is ilyen negatív diszperzióval rendelkező eszköz [23,24]. Működésének elvét az 5. ábra szemlélteti. A 2 prizma után kilépő nyaláb egymással párhuzamos, különböző spektrális komponenseket tartalmazó sugarakból áll. Mivel a vörösebb spektrális komponensek hosszabb utat tesznek meg a prizma anyagában, a fázis- és csoportsebesség különbözősége miatt a kékebb komponensekhez képest késleltetve lesznek [14].



5. ábra: Prizmás impulzuskompresszor működési elvének szemléltetése

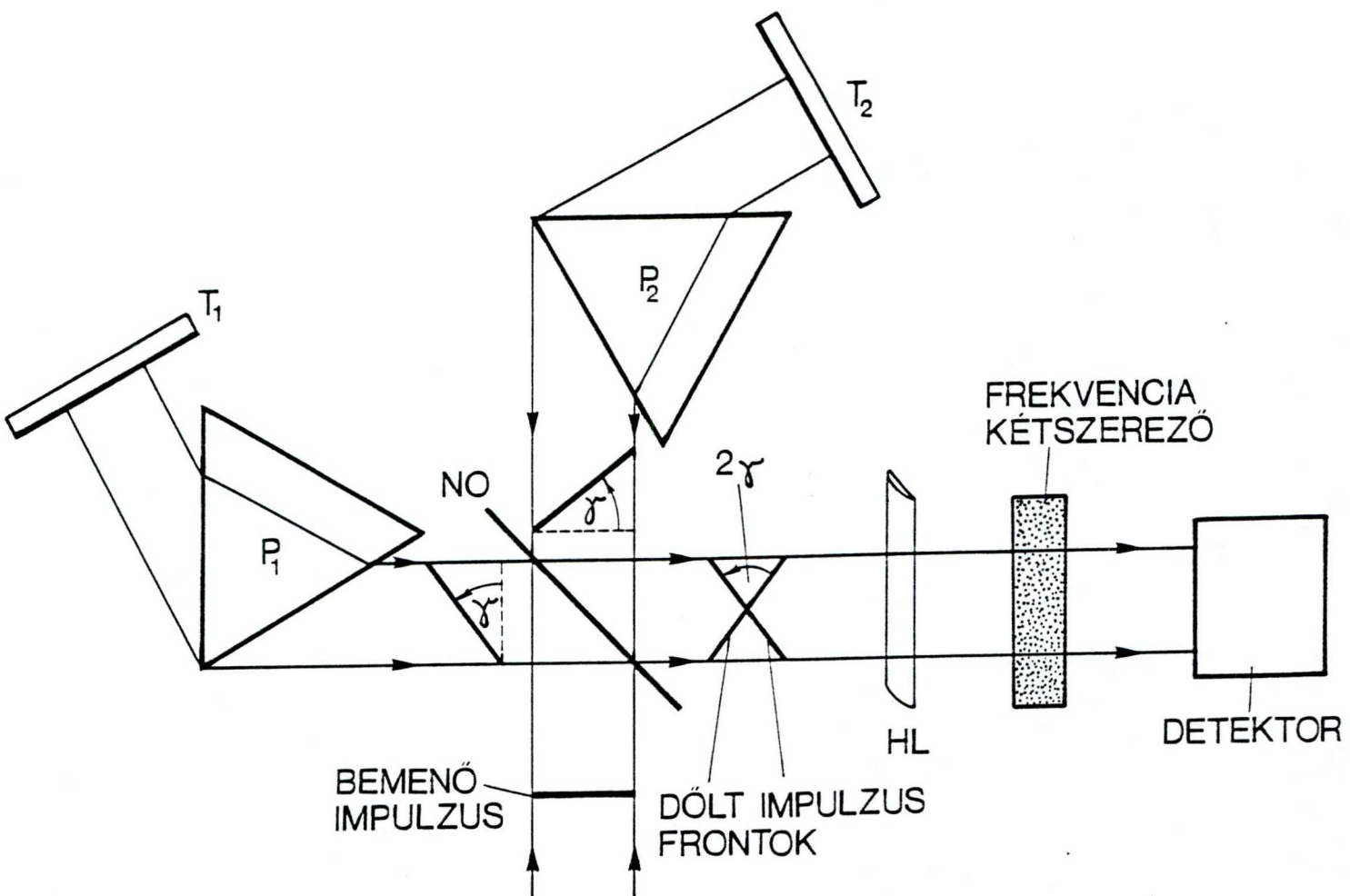
Az impulzuson belül transzverzálisan nem csak a késés mértéke változik, hanem a frekvencia is. A 3 és 4 prizmák egyrészt tovább késleltetik a vörösebb komponenseket, másrészt a transzverzálisan szeparált különböző spektrális komponenseket újra az eredeti nyalábméretnek megfelelően egymásra illesztik. Amennyiben a bemenő impulzusban lineáris fázismóduláció (lineáris chirp) volt jelen, (azaz az impulzusban a kékebb komponensek lemaradtak a vörösebbekhez képest), úgy - megfelelő geometria esetén - a kilépő impulzus mentes lesz ettől, és ami fontosabb, lerövidül. Az ábrán MM'-vel jelölt síkra az elrendezés szimmetrikus, így a 3 és 4 prizma helyettesíthető egy síktükörrel. Ekkor a be- és kilépő nyaláb egybeesik. Felhasználva a (17) és (18) kifejezéseket, a kompresszor idő-diszperziós konstansára (amely a késleltetés mértékét adja meg) a következőt kapjuk [14]:

$$\frac{dT}{d\lambda} = 2 \cdot \frac{\lambda \cdot l}{c} \cdot \left(\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right)^2 \quad (25)$$

Itt l a prizmapárban a prizmák távolsága, $d\varepsilon/d\lambda$ a prizmák szögdiszperziója, dT a λ és $\lambda+d\lambda$ hullámhosszú spektrális komponensek közötti késleltetés. A kettes szorzófaktor a két prizmapáron való áthaladást veszi figyelembe.

Egy másik alkalmazása az impulzusfront-torzulás jelenlétének autokorrelátorokban lehetséges: Ultrarövid impulzusok időtartamának mérésére különféle autokorrelátorokat használnak. Egy, Szabó és munkatársai által leírt, módo-

sított Michelson-féle interferométert alkalmazó, egylövéses fázisérzékeny autokorrelátorban az interferométer két karjából a nemlineáris elemre (frekvenciakétszerező kristályra) érkező impulzusfrontok egymáshoz képest döntve vannak. Az impulzusfrontok döntésére rácsok vagy prizmák használhatók [18,25]. A 6. ábrán egy prizmákat tartalmazó autokorrelátor vázlata látható [25].



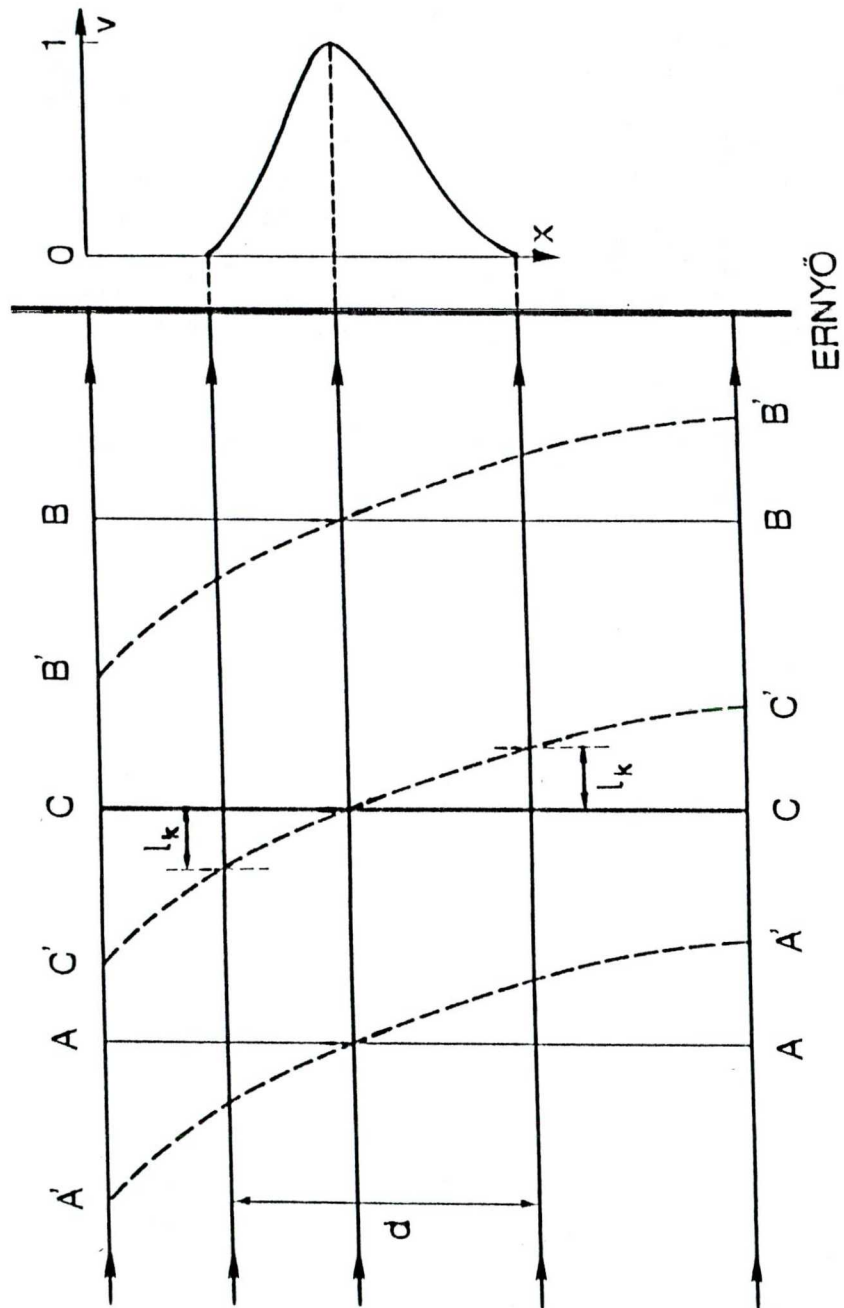
6. ábra: Prizmákban létrejövő impulzusfront dőlés alkalmazása egylovéses autokorrelátorban (P₁, P₂: prizmák, T₁, T₂: siktükörök, NO: nyalábtágító, HL: hengerlencse)



III. KISÉRLETI EREDMÉNYEINK

1. A repülési-idő interferometria elve

Tegyük fel, hogy egy tetszőleges fényimpulzust amplitúdó osztással ketté osztunk, majd az egyik részimpulzust olyan optikai elemen vezetjük át, amely impulzusfront-torzulást okoz, ezután pedig a változatlan részimpulzussal egyesítjük. Ezt a műveletet egy Michelson-féle interferométerrel végezhetjük el. Az egyesítés után az együttthaladó két részimpulzus valamilyen interferenciajelenséget hoz létre. Ennek az interferenciaképnek létrejöttét és tulajdonságait szemlélteti a 7. ábra. Legyen a bemenő impulzus frontja sík, koherenciahossza l_k , a változatlan részimpulzus végét és elejét reprezentáló síkok A és B. A torzult részimpulzusban ezek a síkok a torzult A' és B' felületeknek fognak megfelelni. Válasszunk ki az eredeti impulzusból egy tetszőleges síkot! Ez a sík a változatlan részimpulzusban legyen a C sík, a másik részimpulzusban ez a C' felületté torzul. Vizsgáljuk a két részimpulzus interferenciaképességét a C sík mentén! A C és C' felületek metszéspontjában (metszéspontjában) a részimpulzusok útkülönbség nélkül találkoznak. A C sík más pontjaiban csak akkor kapunk észlelhető interferenciajelenséget, amikor a C és C' felületek egymástól való távolsága nem haladja meg a koherenciahosszat.



7. ábra: A repülési-ido interferometria elvenek szemléltetése. A, B és A', B' a sík ill. a torzult impulzust határoló felületek, C egy tetszőleges sík a változatlan impulzusrészben, C' ennek megfelelője a torzultban, l_k a koherenciahossz.

A nyaláb útjába ernyőt téve tanulmányozható a létrejött interferenciakép. A két impulzust nagyon kis szög alatt egyésítve ez a kép az ernyőn csikrendszerként jelenik meg. A 7. ábrán az ábra síkjában a C és C' felületek távolsága csak egy d szélességű sávban nem haladja meg az l_k koherenciahosszat, így csak ezen a sávon belül keletkeznek interferenciacsíkok. Vizsgáljuk meg az ernyőn az interferenciacsíkok láthatóságát! Azt tapasztaljuk, hogy a C és C' felületek metszéspontjában a láthatóság $V=1$, a d szélességű sávon belül a metszésponttól távolodva csökken, és a sávon kívül $V=0$.

Az ernyőn megjelenő interferenciaképet másképp is magyarázhatjuk, ez csak röviden:

Az impulzus néhány nm sáv szélességgel rendelkezik, azaz nem tekinthető monokromatikus fénynek. Ekkor a polikromatikus fény interferenciájára vonatkozó számításokat kell alkalmazni. Az impulzust különböző hullámhosszúságú összetevőire bontva, azt tapasztaljuk (az interferenciaképre csikrendszer feltételezve), hogy a különböző komponensek által létrehozott interferenciaképek kissé el vannak tolva egymáshoz képest. Az interferenciaképek csak ott fedik egymást tökéletesen, ahol a két részimpulzus útkülönbség nélkül találkozik egymással. Így itt az eredő interferenciakép láthatósága egységnyi lesz. Az előbb említett interferenciaképek egymáshoz való eltolódásának köszönhetően ahol az útkülönbség meghaladja a koherenciahosszat, ott az egyes komponensektől

származó interferenciaképek már teljesen összemosódnak, vagyis az eredő interferenciakép eltűnik.

A 7. ábrán feltüntettük az interferenciacsíkok láthatóságát mint az ernyőn - az ábra síkjában - mért távolság (x) függvényét. A láthatóság maximumát megkeresve megadhatjuk azt a pontot illetve pontokat, amelyekben a két részimpulzus impulzusfrontjainak egymáshoz viszonyított késése zérus. Változtatva a két impulzus átfedését, (ezt az impulzusok egyesítésénél tehetjük meg) a láthatóság maximuma az ernyő más pontjaira esik. Ha a változatlan (sík) részimpulzus helyzetét a másikhoz képest konstans lépésekben változtatjuk, a láthatósági maximum helyzeteit regisztrálva megkaphatjuk a torzult impulzusfront szintvonalait. Ily módon feltérképezhetjük a teljes torzult felületet. A felület megadásának pontossága becsléseink szerint körülbelül az l_k koherenciahossznak, illetve idővel számolva az $l_k/c=t_k$ koherenciaidőnek 20%-a. Vegyük észre, hogy az impulzusidőre nem kötöttünk ki különös feltételt, tehát egy impulzusfront torzultságának meghatározásához ezzel a módszerrel nincs szükség ultrarövid impulzusra. A nagyobb pontosság eléréséhez azonban a koherenciahossz illetve a koherenciaidő rövidsége kell!

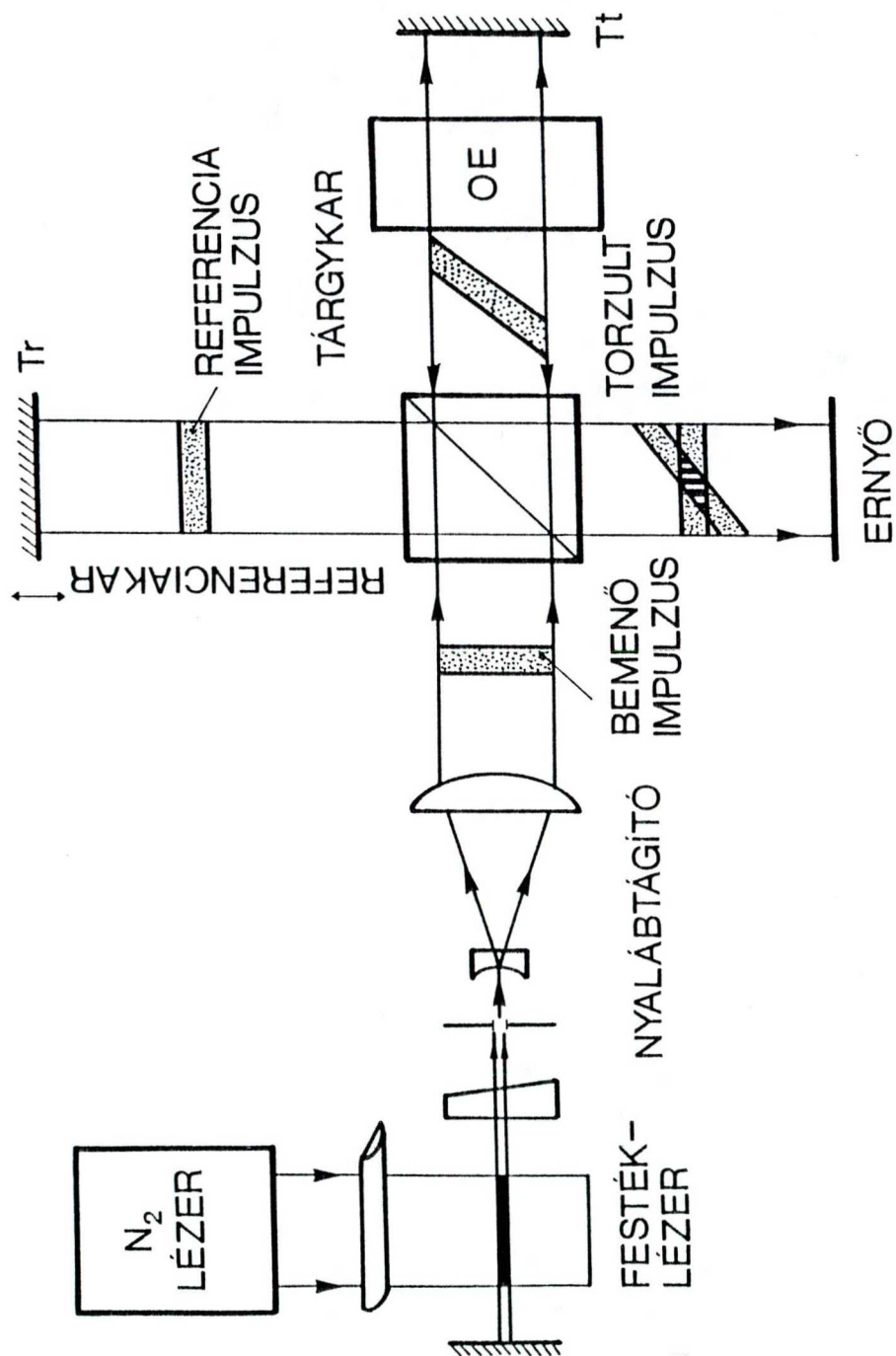
2. A repülési-idő interferometria eszköze

Az előző fejezetben feltettük, hogy az interferáló impulzusokat egyetlen bemenő impulzusból amplitúdóosztással hoztuk létre. Egy Michelson-féle interferométerrel nem csak ezt, hanem az újraegyesítést is elvégezhetjük. Az interferométer egyik karjába helyezzük a torzulást létrehozó optikai elemet, nevezzük ezt a kart tárgykarnak, míg a másik, üres kart referenciakarnak. Az interferométer kimenetén elhelyezhetünk ernyőt, fotolemezt, vagy egyéb detektort. A referencia impulzus térbeli (és időbeli) helyzetét, azaz a két impulzus átfedését a referenciakarbéli tükör eltolásával változtathatjuk.

Mint említettük, a bemenő impulzusnak nem kell szükségszerűen rövidnek (ns-nál rövidebbnek) lennie, így fényforrásként egyszerűbb, kevésbé költséges impulzusüzemű lézert is használhatunk. A repülési-idő interferometriás impulzusfront-torzulás vizsgálatok eszköze tehát egy rövid koherenciahosszú (szélessávú) impulzust kibocsátó fényforrás és egy Michelson interferométer. A módszer elnevezése az angol time-of-flight interferometry fordítása [26], és arra utal, hogy a Michelson interferométerrel tulajdonképpen az impulzusfront egyes részeinek az interferométeren való áthaladási (terjedési), azaz repülési idejét mérjük. A módszer, a Michelson interferométer tulajdonságaiból adódóan, viszonylag érzéketlen a kivilágító nyaláb divergenciájára.

3. Mérési elrendezés

Kísérleteink során fényforrásként alacsonnyomású N_2 lézerrel gerjesztett szélessávú festéklézert használtunk, amelynek impulzusait nyalábtágítón keresztül egy nyalábosztó kockából és két siktükörből álló Michelson interferométerbe bocsátottuk. Mérési elrendezésünk vázlata a 8. ábrán látható. Az alacsonnyomású N_2 lézer impulzusideje körülbelül 6 ns, egy impulzus energiája 3 mJ volt. A festéklézert a különböző mérések során különböző sávszélességgel használtuk. Tipikus sávszélesség értékek voltak: $\Delta\lambda=5\div10$ nm. Az impulzushossz $t_{1/2}\approx 5$ ns, míg a koherenciaidő $t_k\approx 70\div100$ fs volt. A lézernyaláb divergenciája körülbelül 2 mrad volt amelyet a 30-szoros nagyítású nyalábtágító olyan mértékben csökkentett, amely már nem okozott észlelhető hibát a mérésben.



8. ábra: A repülési idő interferométer
OE: vizsgálandó optikai elem,
 Tr, Tt : referencia és tárgykari
tükrök

4. Impulzusfront-torzulás mérése prizmában

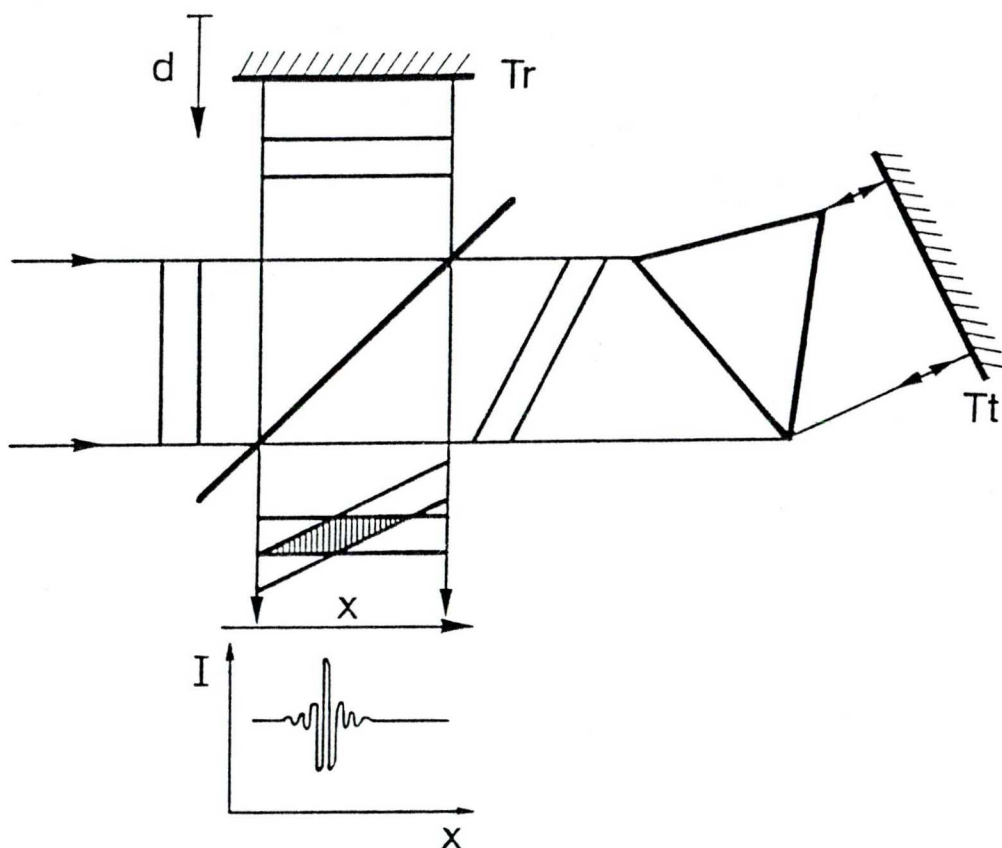
Az interferométer tárgykarjába prizmát helyezve, a II. 4. fejezetben leírtak szerint a tárgykarból kilépő impulzus dőlt lesz. Az impulzus kétszer halad át a prizmán, ezért a dőlés szöge is kétszeres. A tárgykarból kilépő impulzus és a referencia impulzus sík, így az átfedésből származó interferenciakép az ernyőn egy egyenes sávban elhelyezkedő csíkrendszer. A sáv pozícióját az ernyőn a dőlt és a referencia-impulzus egymáshoz viszonyított helyzete (a teljes átfedés helye) határozza meg, amelyet a referenciatűkör eltolásával változtathatunk, míg a sáv szélességét az impulzusfront dőlésének szöge és a kivilágító nyaláb koherenciahossza. Az elrendezést a 9. ábra szemlélteti [27].

A referenciatűkör (Tr) Δd -vel való eltolásakor az interferencia láthatósági maximuma Δx -el tolódik el, így az impulzusfront dőlési szögére a (20) formula alapján (figyelembe véve a kétszeri áthaladást) kapjuk a

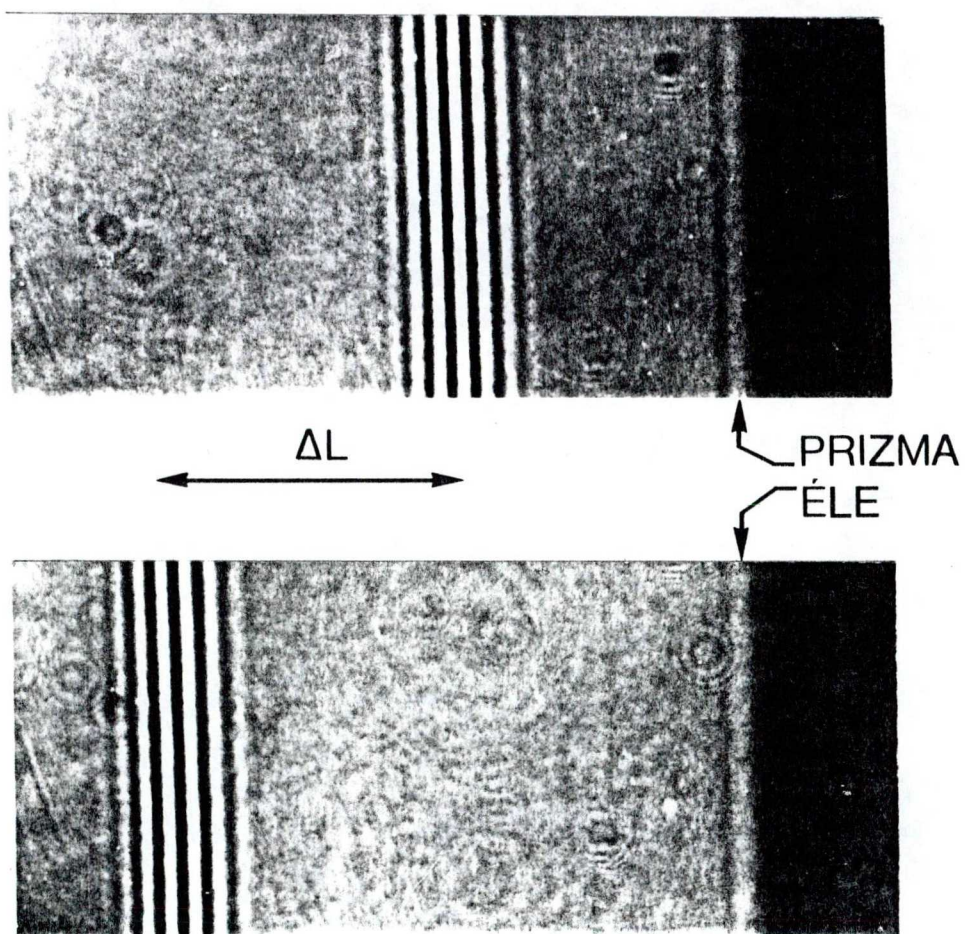
$$\operatorname{tg} \gamma = 2 \frac{\Delta d}{\Delta x} \quad (26)$$

kifejezést. Δd és Δx mérése egyszerű távolságmérési feladat. A 10. ábrán az interferométer kimenetéről készült fotó látható a referenciatűkör két különböző állásánál. Méréseinket több, különböző anyagból készült prizmára, különféle hullámhosszakon minimális deviációra végeztük. A 11.a. ábrán egy SF10 prizmára a 600 nm-en közvetlenül mért x mennyiséget (a csíkrendszer láthatósági maximumának helyét) ábrázoltuk a d

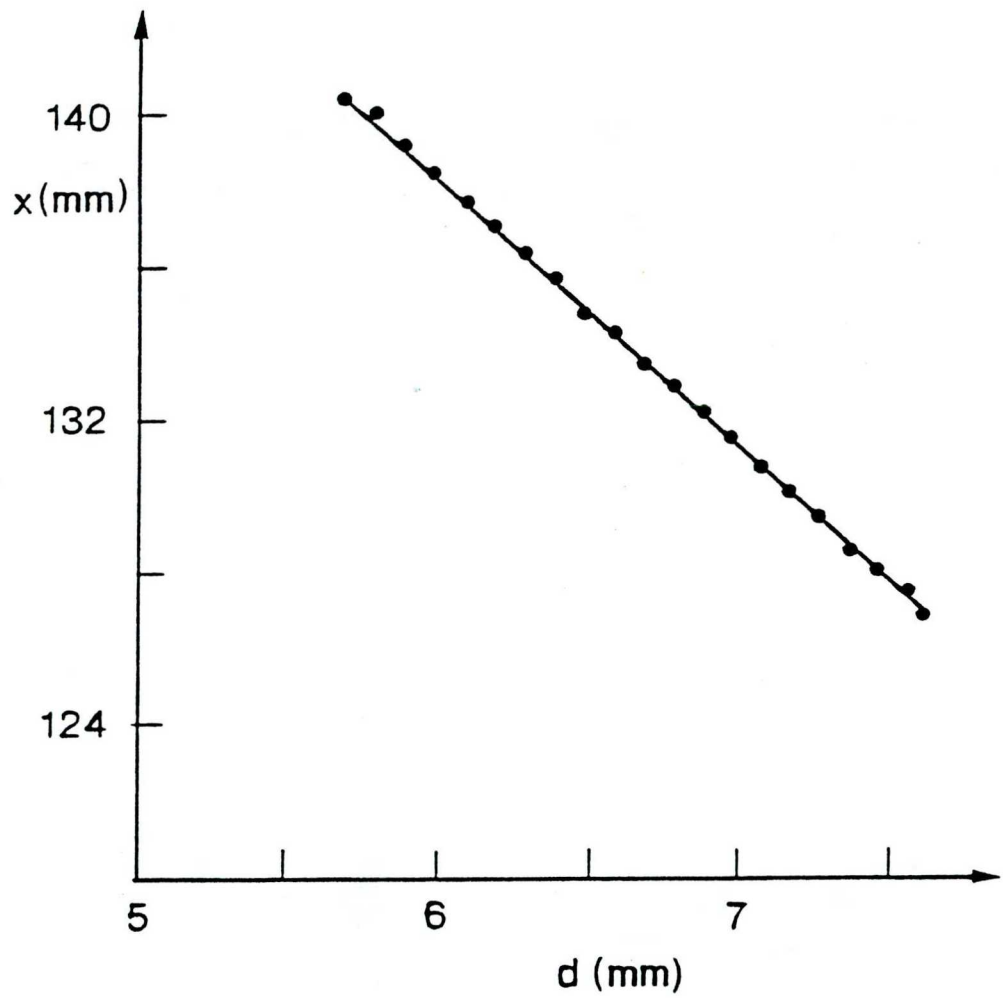
(a referenciatűkör elmozdulása) függvényében, míg a 11.b. ábrán ugyancsak SF10 prizma 535 nm-en mért, késésre átszámolt adatokat tüntettük fel.



9. ábra: Prizmában létrejövő impulzusfront-torzulás
mérése repülési-idő interferométerrel
 d : referenciatűkör elmozdulása
 x : az interferencia láthatósági maximumának
helyzete az ernyőn, I : intenzitáseloszlás

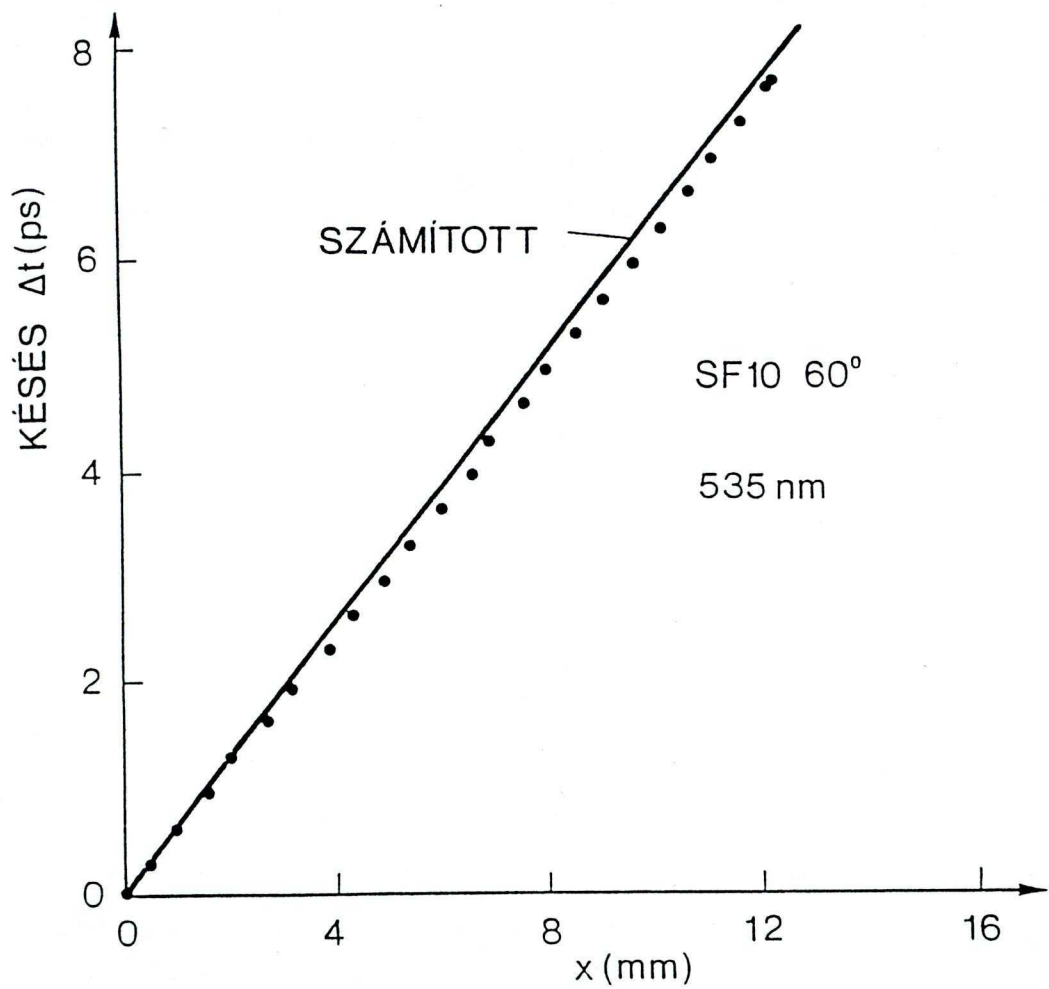


10. ábra: Egy kvarcprizma által létrehozott impulzusfront dőlés eredményeképp a repülési-idő interferométer kimenetén a referenciatükör két különböző állásánál látható interferenciakép



11.a. ábra: SF10 prizmára kapott eredmények:

$\lambda=600 \text{ nm}$ -en az interferencia láthatósági
maximumának helyzete (x) a referenciatűkör
elmozdulásának (d) függvényében



11.b. ábra: SF10 prizma kapott eredmények:

$\lambda=535$ nm-en az impulzusfront késése (Δt) a
nyaláb mentén mért távolság (x) függvényében

Az I. Táblázatban összefoglaltuk a különféle prizmákra kapott mérési eredményeket, feltüntetve a (19) kifejezés alapján számolt értékeket, és a két mennyiség eltérését %ban. Az eltérések valószínű okai a hullámhosszmérés és az interferenciasáv elmozdulásának (Δx) leolvasási pontatlansága.

I. Táblázat: Impulzusfront-dőlés mérése prizmákban minimális deviációra.

ϕ : prizma törőszöge, γ : dőlés szöge

prizma anyaga	ϕ (fok)	λ nm	$\text{tg}\gamma$ mért	$\text{tg}\gamma$ számolt	eltérés %
SF 10	60	400	0.9230	0.9385	1.7
		535	0.3742	0.3820	2.0
		600	0.2842	0.2858	0.6
F 9	60	400	0.4740	0.4527	4.7
		535	0.2049	0.2060	0.5
		600	0.1570	0.1585	1.0
KRS 5	28.5	600	0.7252	0.7678	5.5
KVARC	30	400	0.0455	0.0490	7.1

Mivel prizmákat nem csak minimális deviáció szöge alatt használnak, kiszámoltuk az impulzusfront dőlését, pontosabban $\text{tg}\gamma$ -t, általános estre is. Tegyük fel, hogy az impulzus a ϕ törőszögű, n törésmutatójú, $dn/d\lambda$ diszperziójú prizma lapjára α beesési szög alatt érkezik. Ekkor a prizmából ki-

lépő impulzus frontjának dőlési szögére a II.4. fejezetben tárgyalt számítás alapján a következőt kapjuk:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{2 \frac{\sin\phi}{\cos\alpha} \cdot \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}}{\cos\phi \cdot \sqrt{1 - \sin^2(\alpha/n^2)} + \sin\phi \cdot \sin(\alpha/n)} \quad (27)$$

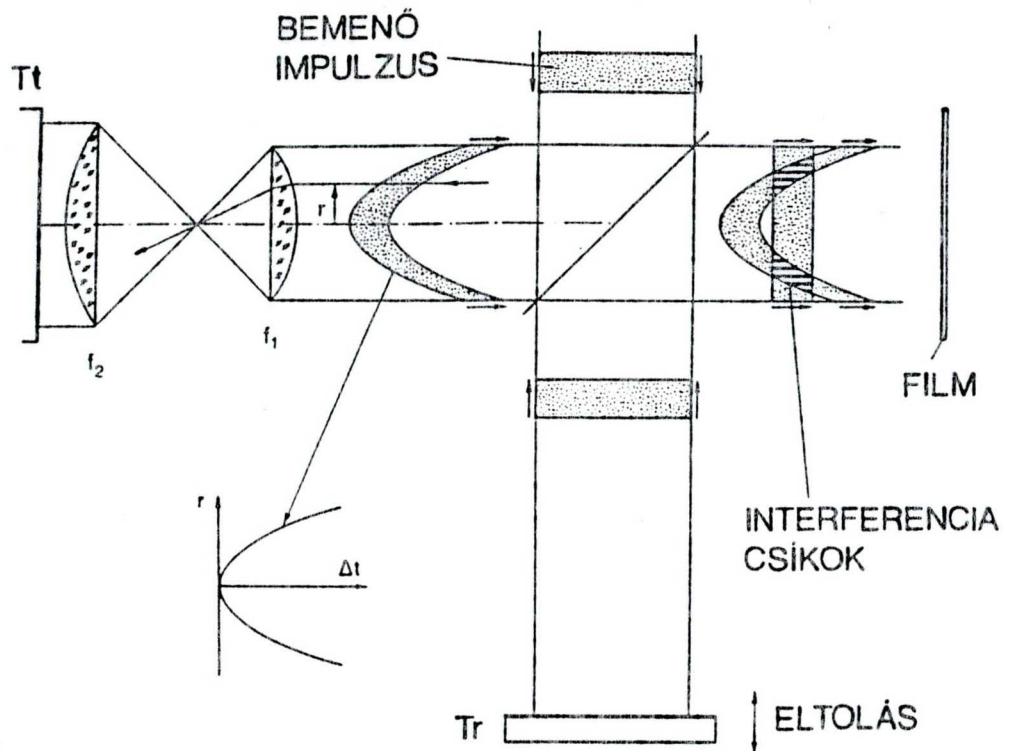
Minimális deviációtól eltérő esetre egy mérést végeztünk 60° törőszögű SF10 prizmaival $\alpha=51^\circ$ besési szögre $\lambda=400$ nm hullámhosszon. A mért és számított adatok:

$$\operatorname{tg}\gamma_m = -0,6953 \text{ és } \operatorname{tg}\gamma_{sz} = -0,7154; \quad \text{eltérés: } -2,81\%$$

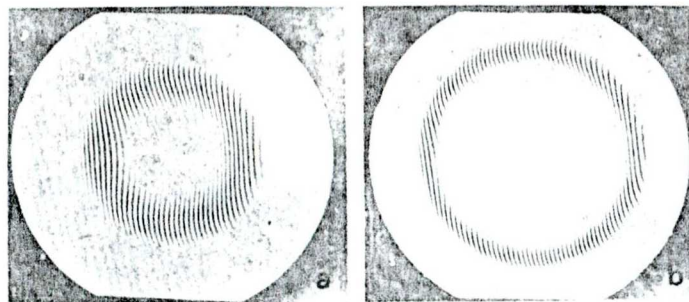
5. Impulzusfront-torzulás mérése teleszkópban

Lencsékben létrejövő impulzusfront-torzulások mérésének egyik lehetséges módja az, hogy a vizsgálni kívánt lencsével egy teleszkópot készítünk, és ez utóbbi által létrehozott torzulást vizsgáljuk. Erre lehetőséget nyújt a (24) egyenlet. Teleszkóp készítése azért is célszerű, mert így az interferométer átalakítás nélkül használható mérésre. A mérési elrendezést a 12. ábra szemlélteti.

A teleszkópból kilépő impulzusfront forgási paraboloid, a referenciakarból érkező impulzusfront sík, így az interferenciaképes részek metszete körgyűrű lesz. A körgyűrű szélességét a (24) egyenletbeli késleltetési parabola és a ki-világító nyaláb koherenciahossza határozza meg.



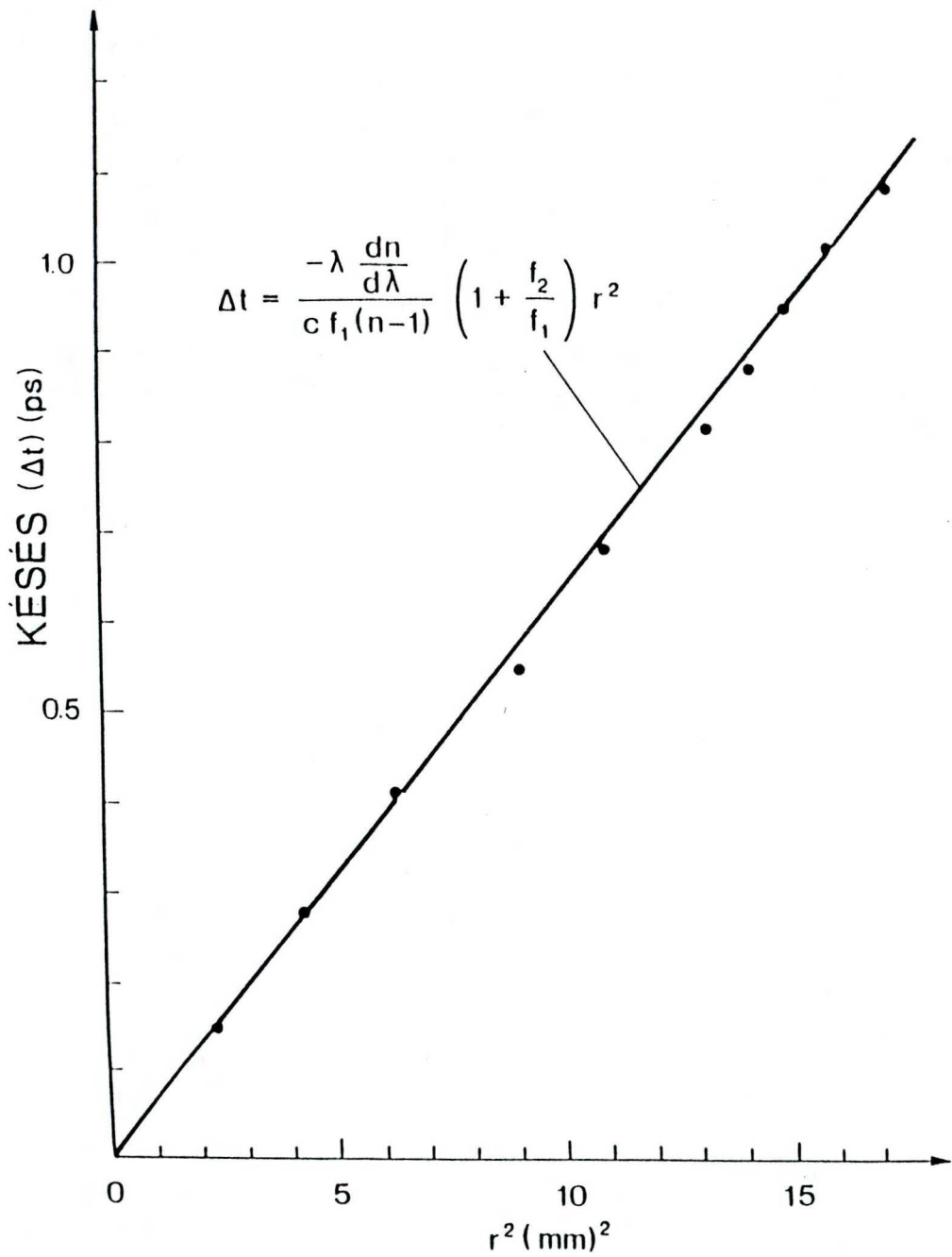
12. ábra: Repülési-idő interferométer teleszkópokban létrejövő impulzusfront-torzulás mérésére



13. ábra: Az interferométer kimenetén kapott interferenciakép a referenciatükör két állásánál teleszkóp vizsgálatakor (a tükör eltolása a két felvétel között: $\Delta d = 0.087$ mm volt)

Méréseinket 416 nm hullámhosszon végeztük, a teleszkópot alkotó lencsék Spindler & Hoyer gyártmányúak (No. 063045 és 031275), fókusz távolságuk 416 nm hullámhosszon $f_1=58,5$ mm és $f_2=585$ mm volt. A lencse anyagának (Schott K5 üveg) törésmutatója és diszperziója ugyanezen a hullámhosszon (a gyártó által megadott törésmutató polinomból számolva) $n=1,5358$ és $dn/d\lambda=-1,3113 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$ [28].

A 13. ábrán az interferométer kimentén készült fénykép látható két különböző referenciakar hosszúságnál. A 14. ábrán a bemenő sugár függvényében a számított (folytonos vonal) és mért (pontok) késést tüntettük fel. A grafikon a (24) egyenlet igen pontos kísérleti igazolása [26].



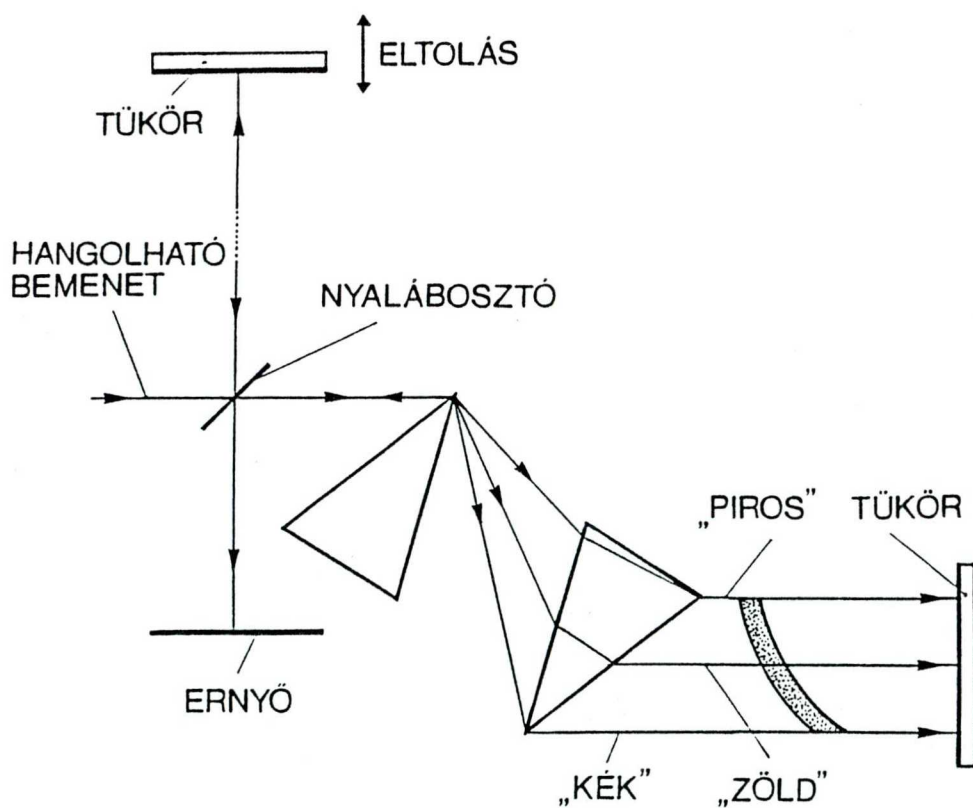
14. ábra: A teleszkópban létrejött impulzusfront késés (Δt) a bemenő sugár négyzetének függvényében

A (24) egyenlet csak a fázis- és csoportsebesség különbözőségéből származó impulzusfront-torzulást írja le, az interferométer azonban felhasználható a teleszkóp lencséinek szférikus aberrációja által létrehozott fázis- és impulzusfront-torzulás mérésére is. Ilyen méréshez a festéklézer sávszélességét le kell csökkenteni, hogy nagy (10 psec körüli) koherenciaidőt kapjunk. Az interferométer tükreivel a kimenő nyalábokat párhuzamosra állítva az interferenciacsíkok körkörösek lesznek (gyűrűk). A gyűrűk száma ebben az esetben egyenlő a szférikus aberráció által létrehozott fázistorzítással (a fény optikai periódusainak egységében mérve). Mindez akkor igaz, ha a teleszkóp lencséinek távolsága pontosan van beállítva, ellenkező esetben szférikus aberráció nélkül is interferenciagyűrűk keletkeznek. Az általunk vizsgált teleszkóp esetében a (24) által leírt effektushoz képest ez teljesen elhanyagolható volt.

6. Prizmás kompresszor karakterisztikájának felvétele

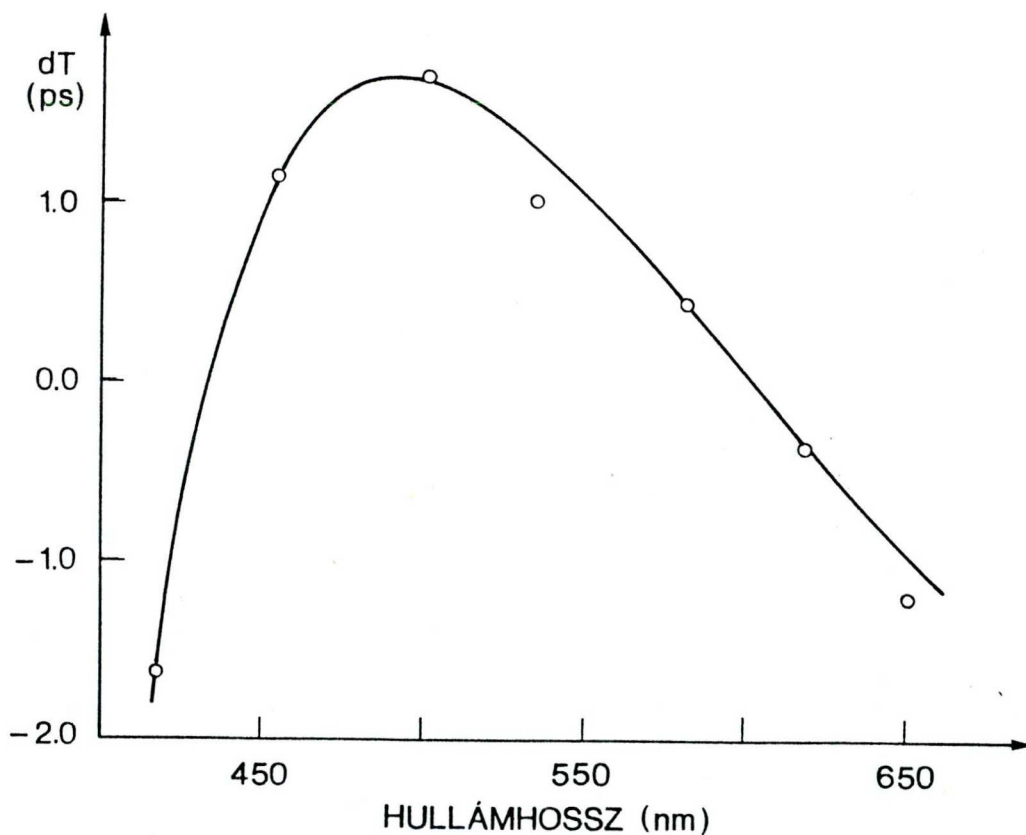
Az impulzusfront-torzító hatások egyik alkalmazásaként említettük (II.9. fejezet) az impulzuskompressziót prizmapárokkal. A prizmás kompresszorban a térben szétválasztott spektrális komponensek terjedési ideje különböző. Mivel a repülési-ido interferometriával éppen a terjedési időt tud-

juk mérni, így ez a technika kiválóan alkalmas a kompresszor hullámhossz - terjedési idő függvényének, azaz karakterisztikájának felvételére. [29] A 6. ábrán szereplő MM' sík helyére a tárgykar tükrét helyezve egyetlen prizmapárral végezhető a kísérlet. Az elrendezést a 15. ábra mutatja. A festéklézer sávszélességét ennél a mérésnél viszonylag kicsire választottuk és kimenetét hangoltuk. Az interferométer és a lézer között ekkor nem volt nyalábtágító.



15. ábra: Prizmás impulzuskompresszor karakterisztikájának felvétele repülési-idő interferometriával

A mérés menete a következő: minden kiválasztott hullámhosszon a referenciatükör eltolásával megkeressük az interferenciaképet a kimeneten és beállítjuk a referenciakar hosszát az interferencia maximális láthatóságának megfelelően. Megmérjük - egy tetszőleges zérusponthoz viszonyítva - a tükör eltolását. Ezt az elmozdulást azután átszámíthatjuk időre. A 16. ábrán látható egy $\phi=60^\circ$ törőszögű, F9 üvegből készült prizmákból álló kompresszor számított (folytonos vonal) és mért (pontok) karakterisztikája [30].



16. ábra: Impulzuskompresszor karakterisztikája
folytonos vonal: számított
pontok: mért

A számításokat geometriai optikai közelítésben végeztük, figyelembe véve minden hullámhosszra az első és második prizma anyagában megtett utakat, illetve a két prizma között levegőben megtett utat. A levegő hatását nem vettük figyelembe, azaz $n=1$ és $dn/d\lambda=0$ értékeket vettünk levegőre. Hasonló mérést W. H. Knox és társai végeztek, de az ő mérési elrendezésük jóval bonyolultabb volt [29].

IV. ELJÁRÁS PRIZMÁS KOMPRESSZOR HARMADRENDŰ FÁZISTAGJÁNAK KOMPENZÁLÁSÁRA

1. A harmadrendű fázistag

A 15. ábrán feltüntetett impulzusfront nem sík, amint azt a 16. ábra is mutatja, hanem első közelítésben parabolikus jellegű. A rövidítendő impulzusok sok esetben nemlineáris fázismodulációt hordoznak, így összenyomásukra lineáris karakterisztikával rendelkező kompresszorok nem is lennének alkalmasak. A kompresszor karakterisztikájának, azaz a hullámhossz - terjedési idő függvénynek a lineáristól való eltérését a $d^2T/d\lambda^2$ mennyiség jellemzi. Könnyen megmutatható, hogy a terjedési idő hullámhossz szerinti második deriváltja arányos az impulzusbeli fázis körfrekvencia szerinti harmadik deriváltjával:

$$\frac{d^2T}{d\lambda^2} = F \left(\frac{d^3\Phi}{d\omega^3} \right) \quad (28)$$

ahol F egy lineáris függvény. A $d^3\Phi/d\omega^3$ kifejezést nevezzük harmadrendű fázistagnak. Ahhoz, hogy egy kompresszor ideális legyen, az összenyomandó impulzus harmadrendű fázistagját is kompenzálni kell. Ezt a kompresszor karakterisztikájának, pontosabban a terjedési idő második deriváltjának alkalmas

megválasztásával lehet elérni. Az irodalomban többféle eljárást írtak le a harmadrendű fázistag kompenzálására.

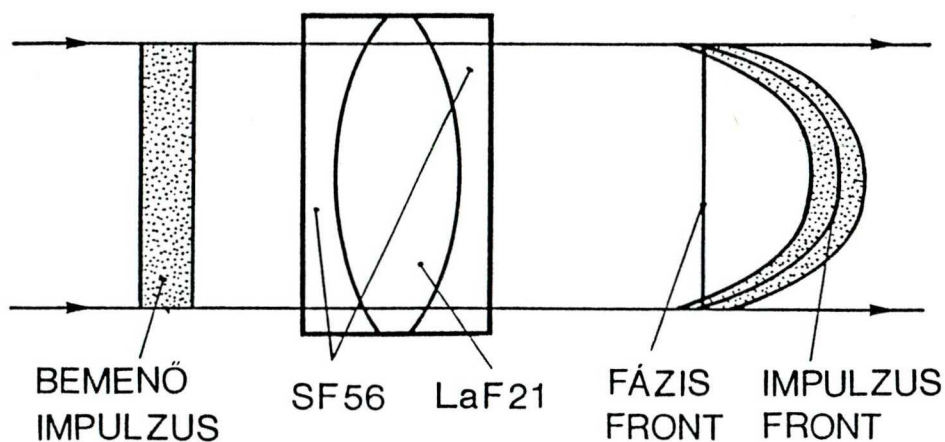
R. L. Fork és munkatársai például rácsos és prizmás kompresszor kombinációját használták [31].

2. Eljárás a harmadrendű fázistag kompenzálására

Mint fentebb említettük, a prizmás kompresszor karakterisztikája első közelítésben négyzetes, azaz a prizmapár utáni impulzusfront parabolikus felület. Láttuk, hogy lencsékben is parabolikus impulzusfront-torzulás jön létre. Amennyiben a két hatás előjele ellentétes lenne, úgy egy alkalmasan választott teleszkóppal az impulzusfrontot síkká lehetne tenni. Sajnos a két hatás előjele megegyezik, vagyis a kompresszorban az első prizmapár és egy teleszkóp után is homorú felület lesz az impulzusfront. Olyan optikai elemre van szükségünk tehát, amely ellenkező előjelű impulzusfront-torzulást okoz. Legegyszerűbb egy olyan lencse, amely parabolikus, de nem homorú, hanem domború impulzusfrontot hoz létre. (Nevezzük ezt fordított impulzusfront-torzulásnak!) Ennek a lencsének a kívánt hullámhossztartományban nem szabad fókuszálnia. Mindkét feltételt elég jól lehet teljesíteni, ha olyan összetett lencsét tervezünk, amely tagjai anyagának törésmutatói (közel) megegyeznek, diszperziói pedig a kívánt impulzusfront-torzulást biztosítják. Egy ilyen lencse - adott hullámhossztartományban - a sugármenet szempont-

jából plánparallel lemezként viselkedik, tehát nyugodtan betehetjük a nyaláb útjába.

Powell által egy, a szem kromatikus aberrációinak korrigálására tervezett triplet lencsét [32] megvizsgálva kiderült, elég jól teljesíti az egyik feltételt, mivel minden tagjának törésmutatója közel azonos. A számítások azt mutatták, hogy a fordított impulzusfront-torzulás is létrejön ebben a lencsében. A 17. ábrán látható Powell lencséje és hatása egy sík bemenő impulzusfrontra.

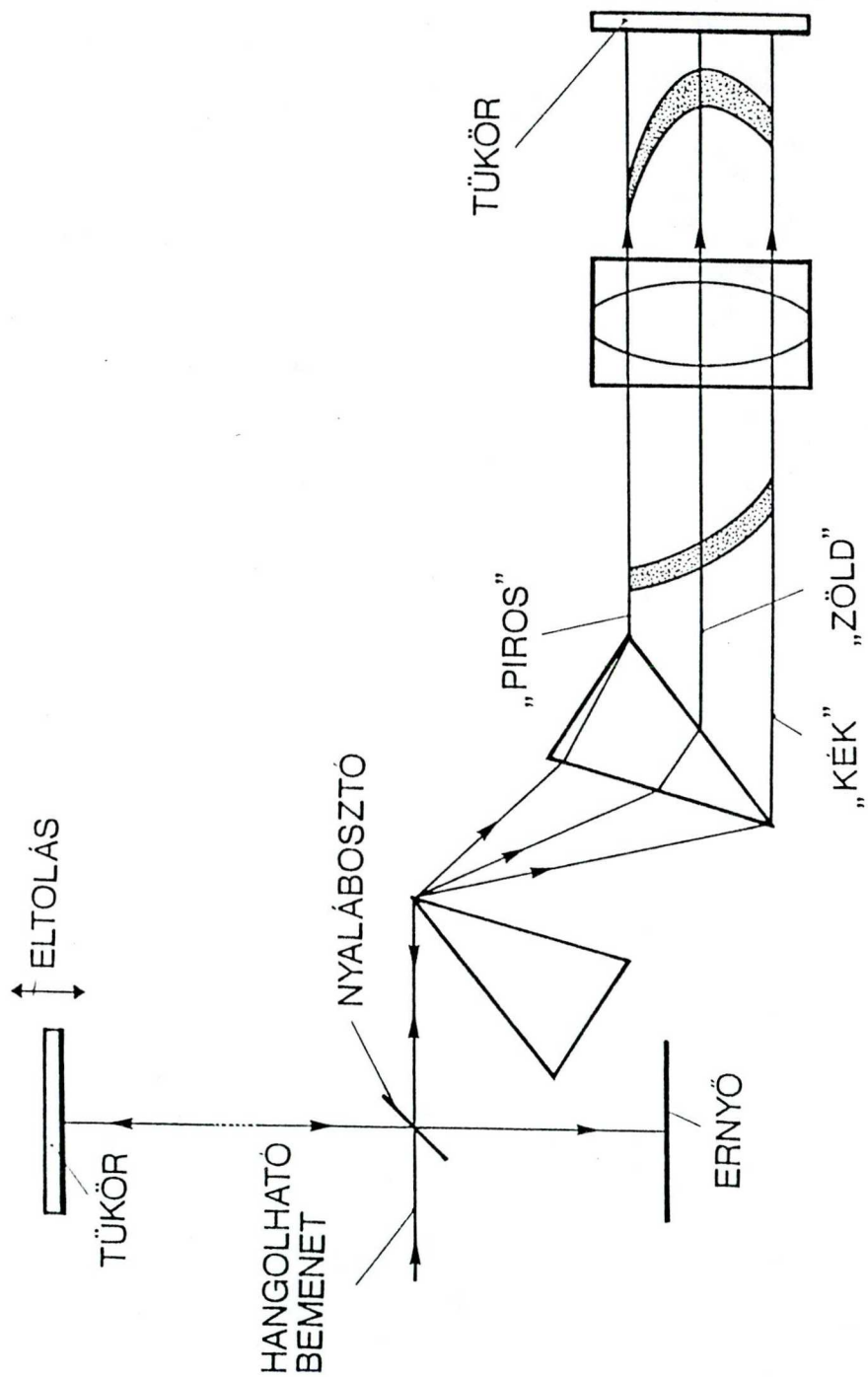


17. ábra: Az LaF21-SF56 triplet lencse hatása egy bemenő sík impulzusfrontra (fordított impulzusfront-torzulás)

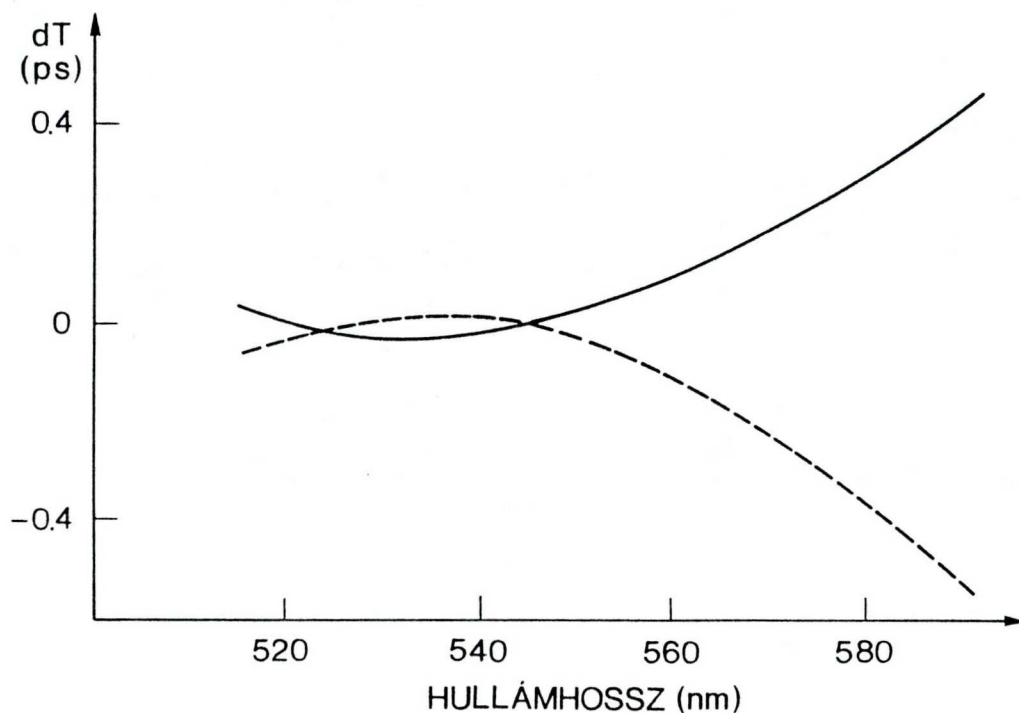
A LaF21-SF56 tripletben az axiális sugár hosszabb utat tesz meg LaF21 üvegben, mint SF56-ban, ugyanakkor egy marginális sugárra ennek ellenkezője igaz. Mivel az LaF21 üveg diszperziója körülbelül 1,8-szor nagyobb mint az SF56 üvegé, így az impulzusfront axiális része megelőzi a nagyobb bemenő sugarakkal rendelkező részeket. Egymás után alkalmazva a (22) e-

gyenletet a triplet minden tagjára, megkapjuk, hogy a torzulás parabolikus. Tehát Powell lencséje adott hullámhossztartományban plánparallel lemezként viselkedik, ugyanakkor fordított impulzusfront-torzulást okoz. Ezzel a lencsével felvettük egy impulzuskompresszor karakterisztikáját. A lencsét a második prizma mögé helyezve (18. ábra) a különböző hullámhosszal rendelkező sugarak a lencse átmérője mentén különböző helyeken haladnak át azon, így a kompresszor eredeti karakterisztikája módosul. Első közelítésben a kompresszor és a lencse terjedési idői összeadódnak. Ez adja meg a lehetőséget a harmadrendű fázistag kompenzálására.

Demostrációként a mérésekhez az eredeti karakterisztika csúcsát választottuk, itt ugyanis a $dT/d\lambda$ eltűnik, míg a $d^2T/d\lambda^2$ - amely arányos a harmadrendű fázistaggal - nem. A 18. ábra szerinti elrendezésben a hangolható festéklézer sáv szélessége körülbelül 2 nm volt, és az 515 - 590 nm tartományon belül változtattuk a hullámhosszát. Megjegyezzük, hogy a gyakorlatban előforduló összenyomandó impulzusok sáv szélessége általában tíz nm körüli. Két karakterisztikát vettünk fel, amelyek a 19. ábrán láthatók. Először a lencsét az első prizma elé helyeztük a sugármenetbe centrálisan (szaggatott vonal a 19. ábrán), majd a kompresszor második prizma mögé, úgy, hogy a lencse középpontján az 545 nm hullámhosszú sugár haladt át (folytonos vonal a 19. ábrán). Látható, hogy a karakterisztika megfordul, konvexből konkáv lesz.



18. ábra: Elrendezés prizmás impulzuskompresszor harmadrendű fázistagjának kompenzálására, ill. a karakterisztika felvételére



19. ábra: Prizmás impulzuskompresszor karakterisztikájának módosítása. Szaggatott vonal: referencia karakterisztika, folytonos vonal: módosított karakterisztika

Ezzel a kísérlettel kimutattuk, hogy egy összetett lencsével prizmás kompresszorok karakterisztikája jelentősen megváltoztatható és ez a hatás a repülési-idő interferometriával tanulmányozható [30].

Ezek alapján kijelenthetjük, hogy megfelelően tervezett összetett lencsével a prizmás kompresszor harmadrendű fázis-tagjának kompenzálása lehetséges.

V. A TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA

1. Az irodalom alapján összefoglaltuk az impulzusfront-torzulásra vonatkozó elméletet.
2. Kidolgoztunk egy eljárást, a repülési-idő interferometriát, amellyel az impulzusfront-torzulás nagy pontossággal kimérhető. A Michelson interferométeren alapuló eljárás előnye, hogy a nagy pontosságot egyszerű és olcsó eszközök felhasználásával éri el, nincs szükség femtoszekundumos lézerre, sávkamerára vagy autokorrelátorra, amelyek hazai viszonyok között nehezen hozzáférhetők illetve költségesek.
3. Repülési-idő interferometriával megmértük az impulzusfront-torzulást prizmák és teleszkóp (lencsék) esetében, méréseink az elméleti értékeket nagy pontossággal visszaadták.
4. Repülési-idő interferometriával felvettük egy prizmás impulzuskompresszor szélessávú karakterisztikáját. A mért és számított adatok igen jó egyezése a módszer hatékonyságának további bizonyítéka.
5. Egy prizmás impulzuskompresszor karakterisztikájának konvexről konkávra való módosításával megmutattuk a harmadrendű fázistag kompenzálásának lehetőségét lencse alkalmazásával. Módszerünkben a lencsékben fellépő impulzusfront-torzulást használtuk fel.

VI. HIVATKOZÁSOK

- [1] L. Brillouin, Wave propagation and group velocity
(Academic Press, New York, London, 1960)
- [2] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press
New York, 1975)
- [3] F. A. Jenkins, H. E. White, Physical Optics
(Mcgraw-Hill, London, 1976)
- [4] R. S. Longhurst, Geometrical and Physical Optics
(Longman, London, New York, 1973)
- [5] L. Bergman, C. Schaefer, Optik (W. De Gruyter, Berlin,
1966)
- [6] E. Hecht, A. Zajac, Optics (Addison-Wesley, Reading,
Mass. 1974)
- [7] R. W. Pohl, Optik und Atomphysik (Springer Verlag,
Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1976)
- [8] R. W. Ditchburn, Light (Academic Press, London, New
York, San Francisco, 1976)
- [9] D. V. Sivuchin, Obshiy Kurs Fiziki (Nauka, Moscow,
1985)
- [10] Budó Á: Kísérleti Fizika III. (Tankönyvkiadó, Budapest
1977)
- [11] L. G. Cohen, C. Lin, Appl. Opt. 16, 3136 (1977)
- [12] Zs. Bor, J. Mod. Opt. 35, 1907 (1988)
- [13] Zs. Bor, B. Rácz, Appl. Opt. 24, 3440 (1985)
- [14] Zs. Bor, B. Rácz, Opt. Commun. 54, 165 (1985)
- [15] Zs. Bor, Opt. Lett. 14, 119 (1989)

- [16] S. Szatmári, G. Kühnle, Opt. Commun. 69, 60 (1988)
- [17] R. Wyatt, E. E. Marinero, Appl. Phys. 25, 25 (1981)
- [18] G. Szabó, Zs. Bor, A. Müller, Appl. Phys. B31, 1 (1983)
- [19] O. E. Martinez, Opt. Commun, 59, 229, (1986)
- [20] M. R. Topp, G. C. Orner, Opt. Commun. 13, 276 (1974)
- [21] J. Hebling, J. Klebniczki, P. Heszler,
Zs. Bor and B. Rácz, Appl. Phys. B48, 401 (1989)
- [22] E. B. Treacy, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454
(1969)
- [23] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, Opt. Lett. 9,
150 (1984)
- [24] O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork, J. Opt. Soc.
Am. A 1, 1003 (1984)
- [25] G. Szabó, Zs. Bor, A. Müller, Opt. Lett. 13, 746 (1988)
- [26] Zs. Bor, Z. Gogolák, G. Szabó, Opt. Lett. 14, 862
(1989)
- [27] Zs. Benkő, Z. Gogolák, Zs. Bor, G. Szabó, UPS89 poszter
- [28] Catalogue of Schott Optical Glass Inc. (Mainz, Federal
Republic of Germany, 1980)
- [29] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, C. A. Hirlimann,
Opt. Lett. 13, 574 (1988)
- [30] Z. Gogolák, Zs. Bor, G. Szabó, UPS89 poszter
- [31] R. L Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker and C. V.
Shank, Opt. Lett. 12, 483 (1987)
- [32] I. Powell, Appl. Opt. 20, 4152 (1981)

Ezúton mondok köszönetet dr. Bor Zsolt tanszékvezető egyetemi tanárnak a téma ajánlásáért, a kísérleti munkával kapcsolatos rendkívül hasznos segítségéért, a folyamatos konzultációért. Vezetése, fáradhatatlan tevékenysége nélkül elképzelhetetlen lett volna ezen feladat megoldása.

Köszönettel tartozom dr. Szabó Gábor egyetemi adjunktusnak munkám iránti érdeklődéséért és tanácsaiért.

Dr. Hebling János és dr. Klebniczki József egyetemi adjunktusok kritikai észrevételei a dolgozattal kapcsolatban sokat segítettek, ezért köszönet illeti őket.

Köszönetet mondok az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék mindazon dolgozóinak, akik munkámat érdeklődéssel, segítő szándékkal követték, akik hozzájárultak munkám sikeréhez.

Köszönet illeti Horváth Lajosnét a dolgozat ábráinak elkészítéséért.