

SZÖGDISZPERZIÓT SZENVEDETT ULTRARÖVID FÉNYIMPULZUS TERJEDÉSE

PROPAGATION OF ANGLE-DISPERSED ULTRASHORT LIGHT PULSES

Kőházi-Kis Ambrus*

Természet- és Műszaki Alaptudományi Tanszék, GAMF Műszaki és Informatikai Kar,
Neumann János Egyetem, Magyarország

Kulcsszavak:

Ultrarövid fényimpulzus
Terahertz generálás
Impulzusfront dőlés
Szögdiszperzió
Paraxiális közelítés

Keywords:

Ultrashort light pulses
THz generation
Pulse front tilt
Angular dispersion
Paraxial approximation

Cikktörténet:

Beérkezett 2018. szeptember 7.
Átdolgozva 2019. február 10.
Elfogadva 2019. március 12.

Összefoglalás

Optikai rácson, illetve diszperziós prizmán átjutva a fényimpulzus spektrális komponensei eltérő irányokban terjednek tovább. Az impulzus az elektromágneses terének hullámfrontjaira merőlegesen terjed, de az impulzusfrontja (burkolójának alakja) ezen terjedési irányhoz képest megdől. Az impulzus dőlési szög és az impulzus időtartama a terjedés során erőteljesen változik. Ultrarövid fényimpulzusok ilyen jellegű viselkedése fontos szerepet játszik a terahertzes impulzusok keltésének napjainkban rohamosan fejlődő technikájában.

Abstract

Spectral components of an ultrashort light pulse after a dispersive optical element (optical grating or a dispersive prism) propagate to different directions – the light pulse angularly dispersed, the pulse front is tilted relative to the propagation direction. This kind of behavior plays an important role in the generation of terahertz pulses.

1. Bevezetés

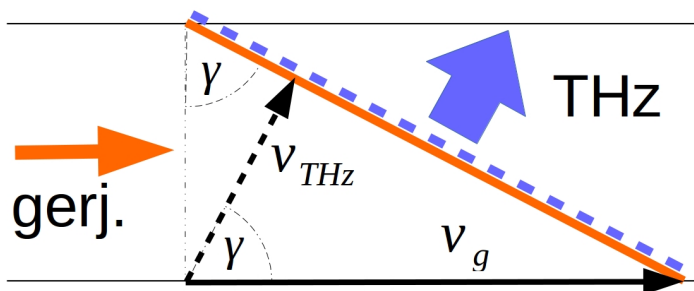
Ultrarövid fényimpulzusok impulzusfrontja megdől a terjedési irányhoz képest, ha az impulzus szögdiszperziót szenved optikai rácson elhajolva, vagy prizmán áthaladva [1]. Modern optikai kutatások során gyakran alkalmazzák ezt, így tudják az impulzusokat időben kinyújtani, vagy esetleg összenyomni [2]. 2018-ban a fizikai Nobel-díjat Gérard Mourou és Donna Strickland az ultrarövid fényimpulzusok hatékony erősítésének kidolgozásáért kapták, amelyben nagy szerepet kap a fényimpulzusok kinyújtása, majd összenyomása (CPA – Chirped Pulse Amplification) [3].

Nagyon fontos szerepet játszik az ultrarövid fényimpulzusok pulzusfrontjának megdöntése a rövid, intenzív terahertzes ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) impulzusok keltésekor is. Ezeket a gyakorlatilag egyetlen hullámhosszúságú, pikoszekundumos ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$) impulzusokat ultrarövid optikai ($f \simeq 10^{14} \text{ Hz}$ frekvenciájú) impulzusok nemlineáris optikai egyenirányítása révén lehet a leghatékonyabban kelteni [4, 5, 6]. Az optikai nemlinearitás hatékony kiváltásához nagy fényintenzításra van szükség, amit femtoszekundumos időtartamú impulzusokkal lehet elérni. Illeszteni kellene a keltő jel csoportsebességét (v_g) és a keltett jel terjedési fázissebességét (v_{THz}) a nemlineáris közegben (fázisillesztés).

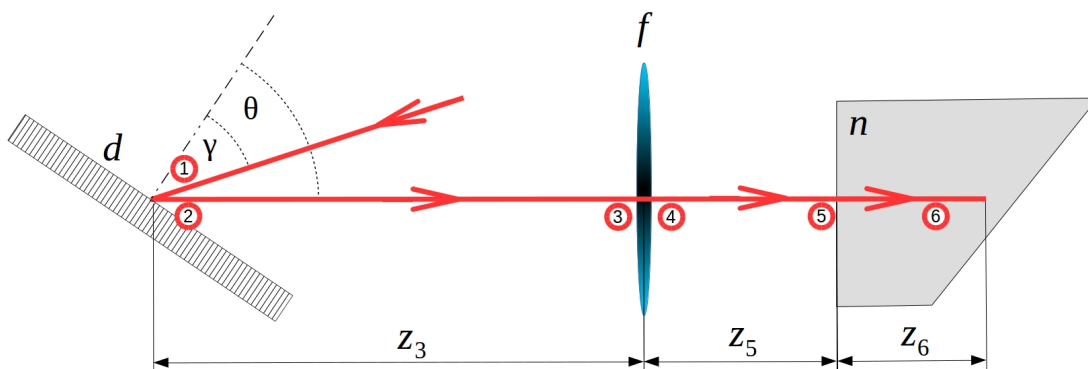
A terahertzes jel keltéséhez olyan anyagra van szükség, amely nem nyeli el a kelteni kívánt terahertzes sugárzást, másrészt megfelelően nagy nemlinearitása legyen az optikai egyenirányítás

*Kapcsolattartó szerző. Tel.: +36 20 4640787; fax: +36 76 516 299

E-mail cím: kohazi-kis.ambrus@gamf.uni-neumann.hu



1. ábra. A gerjesztő és a keltett terahertzes jelek sebességének illesztése a gerjesztő jel impulzusfrontjának megdöntésével



2. ábra. Az optikai rácsról visszaverődött fényimpulzus impulzusfront dőlését megnövelik még egy lencse segítségével [7]

megvalósításához [6]. A LiNbO_3 nemlineáris kristály bír a legnagyobb szükséges nemlinearitással, viszont ebben a kristályban a közeli infravörös jelek sebessége egy egyenes mentén nem, csak nem-kollinearisan illeszthető (lásd a 1. ábrát), mivel a terjedési sebességek mintegy kétszeres szorzóval térnek el egymástól ($v_g \simeq 2v_{THz}$).

A gerjesztő, pumpáló fény impulzusfrontját meg kell dönteni, ami diszperzív optikai elemek, mint prizma vagy optikai rács segítségével lehetséges [1]. Az impulzus dőlésszögének megnöveléséhez még egy lencsén vagy lencserendszeren is leképezik (lásd a 2. ábrát).

Az $n > 1$ törésmutatójú közegbe érve a vákuumhoz képest kisebb sebességgel történő terjedési sebesség miatt az impulzus megdöntésének a szöge csökken, de az egyszerűség érdekében itt csak a vákuumban (illetve levegőben) terjedését vizsgáljuk.

Ebben a dolgozatban a [7] korábbi dolgozatom továbbfejlesztésével részletesen megvizsgálom a 1. ábra elrendezésében a lencse után terjedő fényimpulzus jellemzőit a paraxiális hullámoptika közelítésében.

2. A fényimpulzus terjedése a lencse után

Egy korábbi dolgozatomban [7] a fénynyaláb paraxiális közelítésében meghatároztam a 2. ábrán adott elrendezésben a lencse után a fényimpulzus spektrális (ω szögsebességfüggő) összetevőinek helyfüggését ($r_5 = \{x_5, y_5, z_5\}$):

$$E_5(\mathbf{r}_5, \omega) = b_2 e^{-i \frac{\omega}{c} (z_3 + z_5)} F(\omega) \frac{q_{10}}{\sqrt{q_{3x} q_{3y}}} \sqrt{\frac{q_{4y} q_{4x}}{q_{5y} q_{5x}}} \exp \left[-\frac{i \omega}{2c} \frac{y_5^2}{q_{5y}} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{i \omega}{2c} \left(\frac{(x_5 - x_{40})^2}{q_{5x}} \right) \right] \cdot \exp \left[+\frac{i \omega}{2c} \frac{\Delta \omega^2 \beta^2 q_1 (f - z_3)}{(f - z_3) \alpha^2 - q_1} \right] , \quad (1)$$

A beeső fényimpulzus $F(\omega)$ spektrális eloszlásfüggvényét

$$F(\omega) = E_{10} T_0 \sqrt{1 + 2ia} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 T_0^2}{2} (1 + 2ia) \right] , \quad (2)$$

alakjában megválasztva a beeső nyaláb tengely menti időbeli függése egy lineárisan fázismodulált impulzust ad: ($T_k = T_0 \sqrt{1 + 4a^2}$):

$$f(t) = E_{10} \exp(i \omega_0 t) \exp \left(-\frac{t^2}{2T_k^2} \right) \exp \left(\frac{ia t^2}{T_k^2} \right) . \quad (3)$$

A (2) spektrális eloszlást a (1) térbeli spektrális eloszlásba helyettesítve, majd azt Fourier-transzformálva (az úgynevezett Siegman–lemma [8] segítségével) az alábbi térbeli és időbeli függvényyt kapjuk a lassan változó burkoló közelítésben [9]

$$e_5(\mathbf{r}_5, t) = b_5 e^{i \omega_0 t - i k_0 (z_3 + z_5)} \exp \left[-\frac{i k_0}{2} \left(\frac{y_5^2}{q_{5y}} + \frac{x_5^2}{q_{5x}} \right) \right] \times \\ \times \exp \left(\frac{- \left(t + \frac{k_0 x_5 \beta i z_0 f}{\alpha^2 (f z_3 + z_5 f - z_5 z_3) - i z_0 (z_5 - f)} \right)^2}{2 T_0^2 (1 + 2ia) - i 2 k_0 \frac{\beta^2 i z_0 (f z_3 + z_5 f - z_5 z_3)}{\alpha^2 (f z_3 + z_5 f - z_5 z_3) - i z_0 (z_5 - f)}} \right) \quad (4)$$

Az exponenciális függvény argumentumában jellemzően komplex kifejezések találhatók, különválasztva ezek valós- és képzetes részeit:

$$e_5(\mathbf{r}_5, t) = b_5 e^{i \omega_0 t - i k_0 (z_3 + z_5)} \exp \left(\frac{-t^2 + t x_5 S z_1 + x_5^2 S z_2 + i t x_5 S z_3 + i x_5^2 S z_4}{N_1 + i N_2} \right) , \quad (5)$$

ahol N_1 , N_2 , $S z_1$, $S z_2$, $S z_3$ és $S z_4$ valós algebrai kifejezéseket jelölnek, amelyeket az (4) és (5) egyenletek összevetéséből lehet megkapni.

$$S z_1 = \frac{2 k_0 \beta z_0 f S_2}{S_1^2 + S_2^2} , \quad S z_2 = \frac{k_0^2 \beta^2 z_0^2 f^2 (S_1^2 - S_2^2)}{(S_1^2 - S_2^2)^2 + 4 S_1^2 S_2^2} , \quad (6)$$

$$S z_3 = -\frac{2 k_0 \beta z_0 f S_1}{S_1^2 + S_2^2} , \quad S z_4 = \frac{k_0^2 \beta^2 z_0^2 f^2 2 S_1 S_2}{(S_1^2 - S_2^2)^2 + 4 S_1^2 S_2^2} , \quad (7)$$

$$N_1 = 2 T_0^2 + \frac{2 k_0 \beta^2 \frac{z_0}{\alpha^2} S_1^2}{S_1^2 + S_2^2} , \quad N_2 = T_0^2 4a + \frac{2 k_0 \beta^2 \frac{z_0}{\alpha^2} S_1 S_2}{S_1^2 + S_2^2} , \quad (8)$$

ahol S_1 és S_2 további algebrai kifejezéseket jelölnek:

$$S_1 = \alpha^2 (f z_3 + z_5 f - z_5 z_3) , \quad S_2 = z_0 (z_5 - f) . \quad (9)$$

A transzverzális térbeli (x_5 , y_5) és időbeli (t) változóktól legfeljebb négyzetesen függő leírás közelítésében a diszperzív elem után kialakuló fényimpulzus legáltalánosabb viselkedését az alábbi

térbeli és időbeli függés írja le [10]:

$$e_5(\mathbf{r}_5, t) = b_5 e^{i\omega_0 t - i k_0 (z_3 + z_5)} \exp \left[-\frac{i k_0}{2} \left(\frac{y_5^2}{q_{5y}} \right) - \frac{x_5^2}{w_{5x}^2} (1 - \chi) - \frac{i k_0 x_5^2 (1 - \rho)}{2 R_{5x}} \right] \times \\ \times \exp \left(\frac{-(t - t_0)^2}{2\tau^2} + \frac{i a_5 (t - t_0)^2}{\tau^2} + i (t - t_0) \epsilon \right) , \quad (10)$$

ahol τ a fényimpulzus időtartamáért, a_5 a fényimpulzus időbeli fázismodulációjáért, t_0 az impulzusfront megdőléseért (x_5 -től függő késleltetés esetén), ϵ a fényimpulzus transzverzális térbeli spektrális eloszlásáért, χ és ρ a rácson történt elhajlás okozta nyálábvastagság és hullámfront görbület módosulásáért felel. A (4)-(9) egyenletekkel adott felbontás segítségével a lencse után terjedő impulzus τ , a_5 , t_0 , ϵ , χ , ρ paramétereket kifejeztem az Sz_1 , Sz_2 , Sz_3 , Sz_4 , N_1 , N_2 együtthatókkal:

$$\tau^2 = \frac{N_1^2 + N_2^2}{2 N_1} , \quad a_5 = \frac{N_2}{2 N_1} , \quad \epsilon = x_5 \frac{Sz_3}{N_1} , \quad (11)$$

$$t_0 = x_5 \frac{Sz_1 N_1 + Sz_3 N_2}{2 N_1} , \quad \chi = w_{5x}^2 \frac{(Sz_1 N_1 + Sz_3 N_2)^2 + 4 N_1 (Sz_2 N_1 + Sz_4 N_2)}{4 N_1 (N_1^2 + N_2^2)} , \quad (12)$$

$$\rho = \frac{2 R_{5x} Sz_3^2 N_2^3 + 2 Sz_1 Sz_3 N_1^3 + 2 Sz_3^2 N_2 N_1^2 - Sz_1^2 N_1^2 N_2 + 4 N_1^2 (Sz_4 N_1 - Sz_2 N_2)}{k_0 4 N_1^2 (N_1^2 + N_2^2)} , \quad (13)$$

$$w_{5x} = w_{50} \sqrt{1 + \frac{\alpha^4 z^2}{z_{50}^2}} , \quad R_{5x} = z \left(1 + \frac{z_{50}^2}{\alpha^4 z^2} \right) , \quad (14)$$

$$z = \frac{[(f - z_5) z_3 + z_5 f] (f - z_3) \alpha^4 - z_0^2 (f - z_5)}{(f - z_3)^2 \alpha^4 + z_0^2} , \quad z_{50} = \frac{f^2 \alpha^2 z_0}{(f - z_3)^2 \alpha^4 + z_0^2} . \quad (15)$$

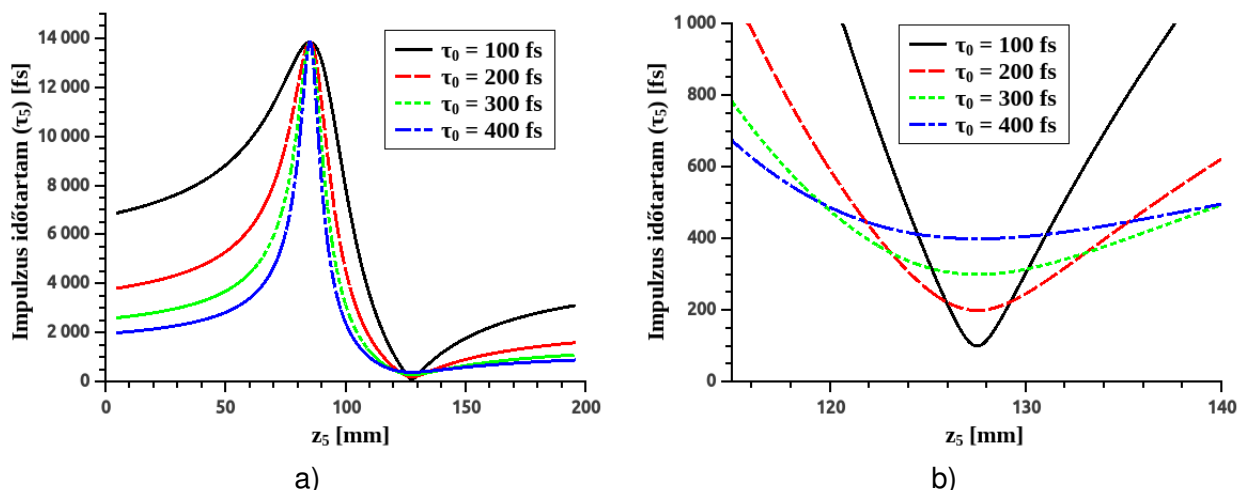
Ezekkel az egyenletekkel megkaptuk a fényimpulzus (10) egyenletbeli paramétereinek a beeső impulzus paramétereitől, a rács és a lencse paramétereitől és a terjedés koordinátájától (z_5) való függését. Általában ezen függvénykapcsolatok annyira összetettek, hogy gyakorlatilag csak numerikusan kiértékelhetők.

3. Impulzus paramétereinek numerikus vizsgálata

Az előző fejezetben előállított összefüggések, a függvénykapcsolatok jellemző menetét a numerikusan vizsgálom. Ahol külön nem jelölöm az alábbi paramétereket tételezem fel.

A grafikonok előállításához 400 fs sávhatárolt időtartamra elegendő spektrális sáv szélességű, 800 nm közép-hullámhosszúságú Gauss- impulzusokat vettem példának. A rácsnál párhuzamosított nyálábalakot tételeztem fel, nyálábvastagságát $w_{10} = 4,0$ mm értékűnek vettem, amelyből $z_0 = = \pi w_{10}^2 / \lambda = 62,8$ m adódik [8]. A rácsot 1480 1/mm -es vonalsűrűségűnek választottam ($d = = 1/1480$ mm = $0,675 \mu\text{m}$), amit Littrow-konfigurációnak [5] megfelelő elrendezésben alkalmazva $\gamma = \theta = 36,3^\circ$, $\alpha = 1$ és $\beta = 0,624$ fs értékeket kapjuk. A rácstről visszaverődött nyálábunk impulzusfrontjának dőlésszögére a $\tan \phi = 2 \pi c \beta / \lambda = 1,378$ összefüggésből [10] a $\phi = 54^\circ$ érték adódik. A lencse fókusztávolságára $f = 85$ mm-t választottam, a rács és a lencse közé felvett $z_3 = 255$ mm tárgy távolság a rács képeinek és a lencse közötti képtávolságra $z_5 = 127,5$ mm adódik.

A 3. ábrán a lencse után terjedő impulzus τ időtartamának a lencse után mért z_5 távolságtól való függése látható különböző spektrális szélességű (sávhatárolt impulzushosszak – τ_0) impulzusok esetén (lásd a (11) első képletét). A rövidebb sávhatárolt impulzushossz nagyobb sáv szélességet jelent. A nagyobb sáv szélesség esetén rövidebb távolságon marad rövid az impulzus, azaz hatékony terahertz keltéshez rövidebb távolságon marad megfelelően nagy a gerjesztő fény intenzitása.



3. ábra. A terjedő impulzus időtartamának (τ) függése a lencse után mért távolságtól (z_5) különböző spektrális szélességű (sávhatárolt impulzushosszak – τ_0) impulzusok esetén. A b) grafikonon az a) grafikonnak a rács képe közelében kinagyított részlete látható

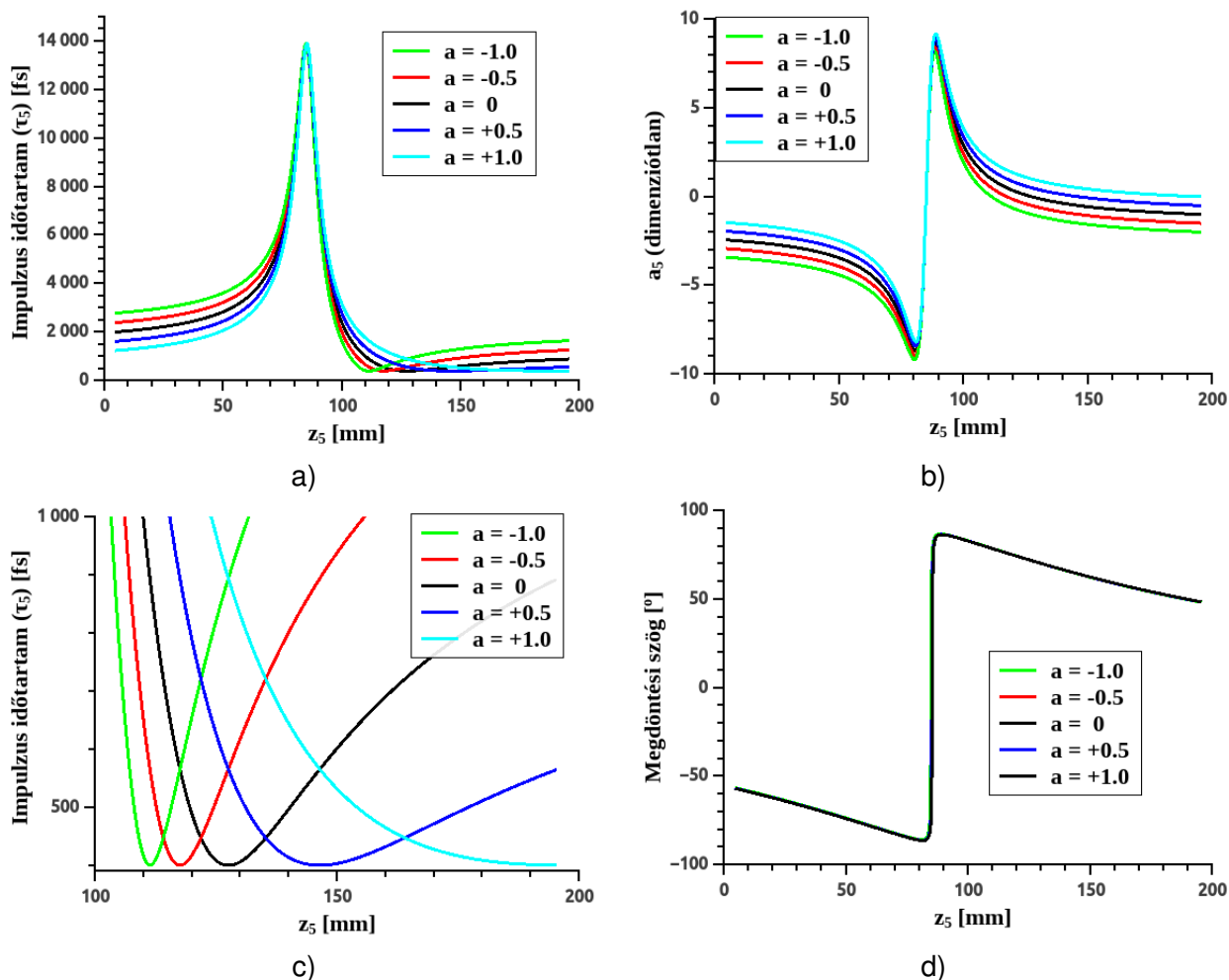
Az eddig végzett kísérletek esetén jellemzően az alkalmazott nagy intenzitású lézerrendszerek rövid impulzusra (30-50 fs) optimalizáltak [6], ezért a nagyon kis távolságon megjelenő rövid impulzushossz a maximálisnál kisebb THz-keltési hatásfokot eredményezett. Az erősebb terahertzes impulzusok keltéséhez vastagabb, azaz nagyobb laterális méretű gerjesztő fénynyalábokat alkalmaznak a nemlineáris közeg nemlinearitása telítődésének elkerülése érdekében [11]. Ekkor viszont kisebb sáv szélességű beeső impulzusra van szükség, hogy a szélesebb nyaláb teljes oldalirányú erősítését még ki időtartamú, azaz nagy intenzitású gerjesztő impulzussal ki lehessen használni, amint az Fülöp József is kifejtette disszertációjában [6].

A 4.a ábra mutatja, hogy a beeső impulzus a lineáris diszperziójának változása hogyan módosítja a lencse után terjedő fénynyaláb τ időtartamának változását (lásd a (11) első képletét). A 4.c ábra az utóbbi kinagyított részletét mutatja a rács képe ($z_5 = 127,5$ mm) közelében. Jól látható, hogy a beeső impulzus lineáris fázismodulációja a lencse mögött más-más pozícióba tolja a minimális impulzushosszú terjedési z_5 távolságot. Látható az is, hogy a beeső impulzus pozitív diszperziója esetén ($a > 0$) a minimális impulzushossz helye a diszperziómentes esethez képest nagyobb távolságban jelenik meg, továbbá ekkor a minimális impulzusidőtartam nagyobb távolság-intervallumon marad fenn. A 4.d ábrán viszont azt láthatjuk, hogy a lencsétől távolodva a fényimpulzus dőlésszöge csökken, amire pedig szükség van a hatékony terahertz keltéshez (lásd a 1. ábrát).

Az 5.a ábrán látható, hogy a rács és a lencse távolságának növekedése (z_3) hatására a lencse után terjedő impulzus minimális időtartamú helye a lencse után csökkenő távolságra tolódik. Megfigyelhető továbbá az is, hogy z_3 változtatása változtatja a minimális impulzushossz z_5 -beli tartományának szélességét is. A 5.b ábrán azt figyelhetjük meg, hogy a rács és a lencse z_3 távolságának változása nem befolyásolja a terjedő impulzus dőlésszögének értékét.

A 4.d és az 5.b ábrák mutatják, hogy a lencse mögött terjedő fényimpulzus dőlésszögét sem a beeső impulzus fázismodulációja (a), sem a rács és a lencse z_3 távolságának megváltoztatása érdemben nem módosítják.

Felmerülhet annak lehetősége, hogy a beeső nyaláb a fázismodulációja és a rács-lencse z_3 távolság változásával ugyanúgy megvalósítható a hatékony terahertz keltéséhez szükséges mértékű impulzusfront dőlésszög a minimális impulzushossz z_5 -beli tartomány kiszélesítése mellett. A következő szakaszban megmutatom, hogy ilyen lehetőség sajnos nem létezik.



4. ábra. A beeső beeső impulzus a lineáris fázismodulációjának hatása a terjedő impulzus időtartamának változására (a), a terjedő impulzus a_5 lineáris fázismodulációjára (b), és az impulzus dőlésszögének változására (d). A c) grafikon az a) grafikon kinagyított részletét mutatja

4. Hosszabb minimális impulzusidőtartamú terjedési tartomány kialakításának lehetősége

A csoportkésés diszperzió (Group Delay Dispersion, $GDD = 2 a_5 \tau_{50}^2$) határozza meg a lokális impulzus-időtartamot (τ):

$$\tau_5^2 = \tau_{50}^2 \sqrt{1 + 4a_5^2} \implies \tau_5^4 = \tau_{50}^4 + 4\tau_{50}^4 a_5^2 = \tau_{50}^4 + GDD^2. \quad (16)$$

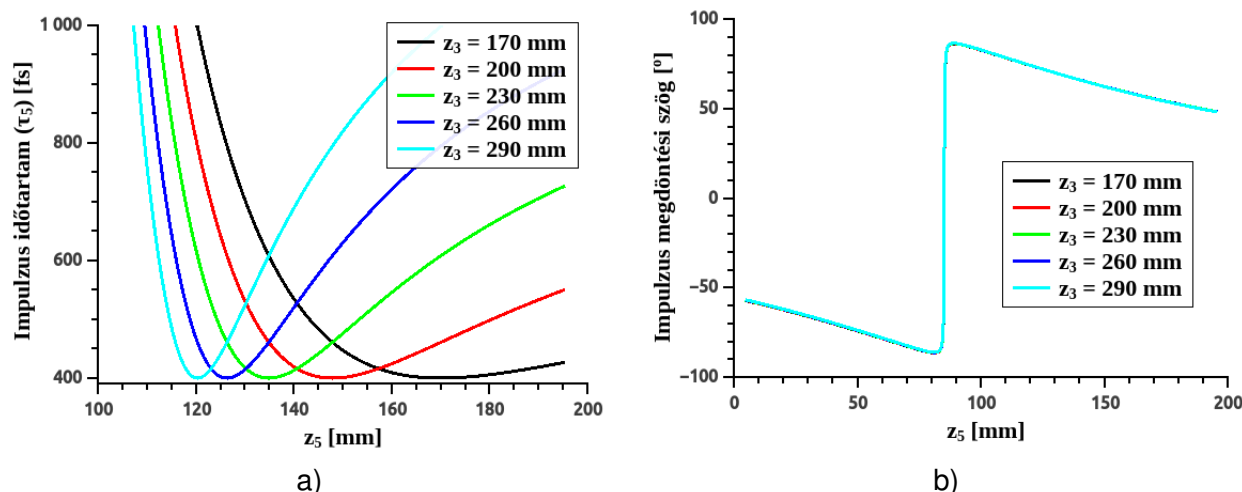
A csoportsebesség diszperzió (Group Velocity Dispersion, GVD) terjedés során a GDD változási gyorsaságát, ezzel az impulzus időtartamának változási ütemét is meghatározza.

A 1-9 egyenletekből:

$$GVD = \left. \frac{\partial GDD}{\partial z_5} \right|_{z_5 = \frac{f z_3}{z_3 - f}} \cong -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\beta^2}{N^2}, \quad (17)$$

ahol β az optikai rács diszperziós együtthatója, N a leképezés laterális nagyítása, $N = \frac{z_5}{z_3} = \frac{f}{z_3 - f}$.

Sugároptikából is ismert, hogy fényimpulzus dőlésszöge arányos a β/N hányaddal. Az impulzus dőlésszögének előírásával, adott sáv szélesség esetén kikerülhetetlenül megadjuk a fényimpulzus szétfolyási sebességét is. Azaz a és z_3 változtatásával nem lehet elérni, hogy a minimális időtartamú állapota a terjedő impulzusnak hosszabb terjedési szakaszon maradjon állandó.



5. ábra. A rács és a lencse közötti z_3 távolság hatása a terjedő impulzus időtartamának (a) és dőlés-szögének (b) változására a lencse után történő terjedés során

Ha pedig a GDD a terjedés során adott ütemben változik, akkor ahhoz, hogy az impulzushossz hosszabb távon maradjon sávhatárolt közeli ($\tau_5 \simeq \tau_{50}$) az kell, hogy az impulzushossz csupán nagyobb GDD esetén növekedjen csak meg érdemben. Ez pedig a (16) egyenletből kapott

$$\tau_5 = \tau_{50} \sqrt[4]{1 + \frac{GDD^2}{\tau_{50}^4}} \quad (18)$$

összefüggés alapján csak nagyobb sávhatárolt impulzushossz, azaz csupán a kisebb sáv szélesség alkalmazásával érhető el.

5. Összefoglalás

Terahertz impulzusok döntött impulzusfrontú fényimpulzussal gerjesztése kísérleti elrendezésében a gerjesztő fényimpulzus terjedését vizsgáltam a fényterjedés paraxiális közelítésében, a térbeli és időbeli és az időbeli eloszlások Gauss-eloszlású modelljének alkalmazásával. Egy optikai rácsról visszaverődő, majd egy lencsén áthaladó femtoszekundumos fényimpulzus pusztán vákuumban (ill. levegőben) történő terjedésében is a térbeli és időbeli paramétereinek izgalmas változását figyelhetjük meg. A fényimpulzus időbeli és térbeli fázismodulációja, a spektrális komponenseknek a térben diszperzív (hullámhosszfüggő) terjedése miatt változó átfedése következtében a fényimpulzus jellemzői a terjedés során gyorsan változnak.

A fényimpulzusnak a térbeli és időbeli leírásának kvadratikus közelítésében legáltalánosabb viselkedését leíró (10) összefüggés paramétereinek változását meghatároztam, mint a lencse utáni távolság függvényét. A dolgozat 2. fejezetében leírtak szerint a fényimpulzus jellemzőinek a dolgozatban szerepeltettnél lényegesen részletgazdagabb vizsgálata is lehetséges. A 4–5. ábrákon a terahertz keltés szempontjából legfontosabbnak ítélt függvénykapcsolatokat ábrázoltam csupán.

A dolgozat legfontosabb eredményének azt tekintem, hogy a vizsgálataim eredményeként megmutattam, hogy a terahertz-keltés hatásfoka növeléséhez szükséges nagyobb effektív kölcsönhatási hossz eléréséhez kisebb sáv szélességű gerjesztő lézerimpulzus alkalmazása szükséges, mint ahogyan azt Fülöp József akadémiai doktori disszertációjában is más úton megállapította [6].

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom a kutatás támogatásáért, amely az EFOP-3.6.1-16-2016-00006 „A kutatási potenciál fejlesztése és bővítése a Neumann János Egyetemen” pályázat keretében valósult meg. A

projekt a Magyar Állam és az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával, a Széchenyi 2020 program keretében valósul meg.

Hivatkozások

- [1] J. Hebling, „Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion”, *Opt. Quant. Electr.*, 28, 1759-1763, 1996.
- [2] O.E. Martinez, „Grating and prism compressors in the case of finite beam size”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 3, 929-934, 1986.
- [3] Nobel-díjat kapott az ELI megálmodója a lézerfizikában elért eredményeiért (Elérhető: <https://www.eli-alps.hu/hu/Hirek/view/18> Letöltve: 2018.11.05.)
- [4] J. Hebling, G. Almási, I.Z. Kozma, J. Kuhl, „Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation”, *Opt. Expr.*, 10, 1161-1166, 2002.
- [5] L. Pálfalvi, „Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló terahertzes impulzusforrások optimalizálása”, Akadémiai doktori értekezés, 2017.
- [6] J.A. Fülöp, „High-intensity pulses in the Terahertz and Visible Ranges”, Akadémiai doktori értekezés, 2017.
- [7] A. Kőházi-Kis, „Nemkollineáris TeraHertz-keltés gerjesztő optikai impulzusa terjedésének paraxiális hullámoptikai modellje”, *Gradus*, 5, 374-380 (2018).
- [8] A.E. Siegman, „Lasers”, University Science Books, 1986.
- [9] J.C. Diels, W. Rudolph, „Ultrashort Laser Pulse Phenomena”, Academic Press (2006).
- [10] O.E. Martinez, „Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses”, *Opt. Comm.*, 59, 229-232, 1986.
- [11] X.J. Wu, J.L. Ma, B.L. Zhang, S.S. Chai, Z.J. Fang, C.Y. Xia, D.Y. Kong, J.G. Wang, H. Liu, C.Q. Zhu, X. Wang, C.J. Ruan, Y.T. Li, „Highly efficient generation of 0.2 mJ terahertz pulses in lithium niobate at room temperature with sub-50 fs chirped Ti:sapphire laser pulses”, *Optics Express*, 26, 7107-7116 (2018).