

**PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM**

Fizika Doktori Iskola

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

**Ultrarövid fényimpulzusok előállítása az  
infravörös és az extrém ultraibolya  
tartományon**

**Doktori disszertáció**

**Tóth György**



Témavezető:

**Dr. Hebling János**

Egyetemi tanár

**PÉCS, 2016**

## 1. ELŐZMÉNYEK ÉS CÉLKITŰZÉSEK

A nagy energiájú ultrarövid impulzusok rendkívül széleskörű felhasználásáról könyvek tucatjai jelentek meg [1-4]. A femtoszekundumos impulzusok élettudományokban és kémiai folyamatok vizsgálatában betöltött megkerülhetetlen szerepén túl manapság kiemelkedő figyelmet kap az izolált attoszekundumos impulzusok előállítása [5]. Ezen attoszekundumos impulzusok segítségével az atom elektronpályái is feltérképezhetővé váltak [6]. A közeli infravörös tartományon működő, néhány ciklusú, intenzív fényimpulzusok másik fontos alkalmazási területe az ultragyors elektronnyalábok manipulálása, mely felhasználható például négydimenziós elektron-mikroszkópia esetén [7].

Doktori disszertációm témája intenzív, ultrarövid (néhány ciklusú) fényimpulzusok előállítására az infravörös és az extrém ultraibolya tartományon. E két tartományon az anyagok teljesen más optikai tulajdonságokat mutatnak, és teljesen más technikára van szükség a különböző hullámhossztartományon történő ultrarövid impulzusok előállítására.

Disszertációm első részben egy, a közeli infravörös tartományon működő, rendkívül nagy energiájú, néhány ciklusú optikai parametrikus csörpölt erősítő (OPCPA – optical parametric chirped pulse amplifier) tervezését mutatom be.

Célom volt egy olyan OPCPA tervezése, mely az infravörös tartományon egy elegendően széles jel-impulzusból extrém nagy energiájú ultrarövid impulzusokat képes előállítani. Az extrém nagy energia

elérésének feltétele, hogy a nemlineáris kristály nagy nemlineáris együtthatóval rendelkezzen és nagy méretben, jó minőségben legyen gyártható. Ehhez – a PTE TTK Fizikai Intézetben folyó, illetve az intézettel együttműködésben végzett széleskörű kutatásokban felhasznált [8-12] –, lithium niobate (LN) tűnt a legalkalmasabbnak [13].

További szempont volt, hogy pumpáló lézernek is egy már jól ismert és széles körben felhasznált lézertípust válasszak, mellyel extrém nagy, akár joule feletti energiákat is elértek már. Így esett a választás az 1,03  $\mu\text{m}$ -en működő Yb:YAG lézerre, mellyel 10 J feletti energiákat is elértek [14]. Az 1,03  $\mu\text{m}$ -en történő pumpálással korábban csak 2  $\mu\text{m}$  feletti hullámhossztartományon tudtak megvalósítani nagy sávszélességű erősítést [15]. Megmutatom, hogy az

általunk javasolt szögdiszperziós technikával a rövidebb hullámhossztartományon is lehetőség van nagy sávszélességű erősítésre [S1].

Disszertációm második részében ultrarövid attoszekundumos impulzusok undulátor-sugárzással történő előállítását mutatom be. Az extrém ultraibolya tartományon előállított ultrarövid impulzusok hossza rövidebb, mint 1 fs. Az ilyen impulzusokat attoszekundumos impulzusoknak nevezzük.

Attoszekundumos impulzusok legelterjedtebb előállítási módja a nemesgázban történő magas-rendű harmonikus generálás (HHG – high-order harmonic generation) technikája. HHG technikával olyan ultrarövid impulzusok állítható elő, melyek intenzitásának időbeli félértékszélessége mindössze néhány optikai ciklus hosszúságú [16-18]. Ilyen esetben, ahogy az a

femtosekundumos időskálán már jól ismert [19], rendkívül fontos, hogy az egymás után előállított attosekundumos impulzusok vívő-burkoló fázisa (CEP) ne fluktuáljon, valamint, hogy az impulzusok CEP-jét a kívánt felhasználás érdekében előre be lehessen állítani. Numerikus számítások szerint HHG technikával előállított ultrarövid attosekundumos impulzusok esetén van mód a CEP befolyásolására [16], ám előre meghatározott módon azt szabályozni, ahogy például femtosekundumos impulzusok esetén teszik [20-22], nem lehetséges.

Dr. Hebling János vezetése alatt, Tibai Zoltánnal egy olyan, elektronmanipuláláson és undulátor-sugárzáson alapuló technikát dolgoztunk ki, mellyel lehetőség nyílik rendkívül stabil, előre megszabott CEP-el rendelkező ultrarövid attosekundumos

impulzusok előállítására [S2-S5]. A projektben az elektroncsomag manipulációjának számításait Tibai Zoltán végezte. Az én feladatom a manipulált elektroncsomag rövid planáris, illetve helikális unduláton való áthaladásának szimulálása és az általa keltett elektromágneses sugárzás meghatározása volt.

## **2. MÓDSZEREK**

A szögdiszperzióval történő fázisillesztéshez felírtam a fázisillesztési feltételt, melyből numerikusan meghatároztam a jel-impulzus, tökéletes fázisillesztéshez szükséges kristálybeli szögdiszperzióját. Ezután az így meghatározott függvényre, ésszerű megszorítások mellett, a legkisebb négyzetek módszerét alkalmazva illesztettem a szögdiszperziót létrehozó rácspár és gömbtükör által meghatározott sokváltozós függvényt. Az elrendezés által megvalósított szögdiszperzióval a LN

kristályban terjedő és a pumpával, valamint a kialakuló idlerrel nemlineáris kölcsönhatásba lépő jel-impulzus evolúciójának meghatározását az általam, írt kódok segítségével végeztem, melynek alapja egy nem-stacionárius OPCPA modell [23]. A modell alapját képező csatolt differenciálegyenlet-rendszert a Split-Step algoritmussal oldottam meg.

A relativisztikus sebességű elektronok undulátorban keltett sugárzását meghatározó, általam fejlesztett kód, a mozgásegyenlethez meghatározza az elektronok undulátorbeli pályáját, majd ebből kiszámítja az általuk keltett sugárzási tereket és összegzi azokat. A keletkező sugárzást az undulátorparaméter és az undulátorperiódus széles tartományán vizsgáltam.



### 3. ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK

I. Megmutattam, hogy rácspár és egy gömbtükör segítségével olyan szögdiszperzió hozható létre az 1,40  $\mu\text{m}$  – 2,05  $\mu\text{m}$ -es tartományon, mellyel 1,03  $\mu\text{m}$ -es pumpáló lézer esetén közel tökéletes fázisillesztés érhető el lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) kristályban, kihasználva az I-es típusú fázisillesztéssel elérhető legnagyobb nemlineáris együtthatót ( $|d_{eff}| = 4,83 \text{ pm/V}$ ) [S1]. Az első, 1,51  $\mu\text{m}$ -es ráczállandójú rács esetén a jel-impulzus a beesési merőlegessel 31,3°-os szöget zár be. A második, 1,34  $\mu\text{m}$  ráczállandójú rács 3,8°-os szöget zár be az első ráccsal. A gömbtükört úgy kell elhelyezni, hogy az a második rács 1:3,5 arányú kicsinyített képét hozza létre a  $\text{LiNbO}_3$  kristályban. A kristály normálisa és az 1,55  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszkomponens 13,9°-os szöget zárnak be [S1].

**II.** Az általam fejlesztett szoftver segítségével, mely lassan változó amplitúdó közelítésben helyesen kezeli a három-hullámkeverés során lejátszódó másod- és harmadrendű nemlineáris optikai folyamatokat, továbbá figyelembe veszi a diszperziót is a terjedés során, megmutattam, hogy az I. tézispontban bemutatott szögdiszperzióval, az  $1,4\ \mu\text{m} - 2,0\ \mu\text{m}$ -es tartományon gyakran alkalmazott KTA kristállyal elérhetőnél 40%-al szélesebb erősítési sáv szélesség érhető el LN kristályban [S1]. Megmutattam továbbá, hogy az elrendezést két fokozatban alkalmazva, 1,4 J-os pumpáló lézer és 8 fs Fourier-limitált impulzushoz tartozó sáv szélességgel rendelkező, 20 nJ-os jel-impulzus esetén több, mint  $10^7$ -szeres erősítés érhető el, mely 16%-os energia-konverziós hatásfoknak felel meg. Az erősített

impulzus intenzitásának félértékszélessége 17 fs, teljesítménye 13 TW [S1].

**III.** Az általam fejlesztett, relativisztikus elektronok mágneses térben történő mozgását és sugárzását meghatározó modell segítségével megmutattam, hogy néhány ciklusú mágneses téren áthaladó relativisztikus sebességű nanocsomó által keltett sugárzás térerősségének időbeli alakja lemásolja a mágneses tér térbeli alakját [S2-S5]. A mágneses tér alakjának változtatásával különböző vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusok kelthetők [S2-S4]. Az egyes impulzusok vivő-burkoló fázisai közti szórás 20 nm-es sugárzási hullámhossz esetén 31 mrad, 60 nm-es sugárzási hullámhossz esetén 13 mrad.

**IV.** Megállapítottam, hogy az általunk ultrarövid attoszekundumos impulzusok létrehozására fejlesztett berendezés esetén a sugárzás energiáját csökkenti a nanocsomók transzverzális mérete [S2]. Ezzel összhangban megállapítottam, hogy nagyobb energiájú elektroncsomagok esetén nagyobb energiájú attoszekundumos impulzusok kelthetők, mivel a csomósítás során a nagyobb energiájú elektroncsomagokból előállított nanocsomók transzverzális mérete kisebb [S2].

**V.** Megmutattam, hogy a sugárzó undulátorban keletkező attoszekundumos impulzusok energiája monoton növekvő függvénye a  $K$  undulátorparaméternek a  $0 < K < 1,5$  tartományon.  $K > 1,5$  esetén azonban a sugárzott energia számottevő mértékben az egyes

elektronok által keltett sugárzás felharmonikusaiba kerül, mely frekvencia-komponensek a nanocsomó térbeli kiterjedése miatt nem tudnak konstruktívan erősödni és nem tudják tovább növelni az energiát. Számításaim alapján az attoszekundumos impulzusok energiája  $K = 1,5$  esetén 20 nm-es központi sugárzási hullámhosszon 64 nJ, 60 nm-es hullámhosszon 466 nJ [S4].

**VI.** Megmutattam, hogy a sugárzó planáris undulátort helikális undulátorra cserélve, ultrarövid, cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok kelthetők [S3].

#### **4. AZ ÉRTEKEZÉS TÉMAKÖRÉBEN MEGJELENT PUBLIKÁCIÓK**

[S1] Gy. Tóth, L. Pálfalvi, L. Tokodi, J. Hebling, and J. A. Fülöp, „*Scalable broadband OPCPA in Lithium Niobate with signal angular dispersion*”, *Opt. Commun.* **370**, 250-255 (2016)

[S2] Z. Tibai, Gy. Tóth, M. I. Mechler, J. A. Fülöp, G. Almási and J. Hebling, „*Proposal for Carrier-Envelope-Phase Stable Single-Cycle Attosecond Pulse Generation in the Extreme-Ultraviolet Range*”, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 104801 (2014)

[S3] Gy. Tóth, Z. Tibai, Zs. Nagy-Csíha, Zs. Márton, G. Almási and J. Hebling, „*Circularly polarized carrier-envelope-phase stable attosecond pulse generation based*

*on coherent undulator radiation*”, Opt. Lett. **40** (18),  
4317-4320 (2015)

[S4] **Gy. Tóth**, Z. Tibai, Zs. Nagy-Csiha, Zs. Márton, G. Almási and J. Hebling, „*Investigation of novel shape-controlled linearly and circularly polarized attosecond pulse sources*”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **369** 2-8 (2016)

[S5] Z. Tibai, **Gy. Tóth**, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling and J. Hebling, „*Carrier-envelope-phase stable linearly and circularly polarized attosecond pulse sources*”, Proc. of FEL2015, Daejeon, Korea, MOP071

## 5. EGYÉB PUBLIKÁCIÓK

[S6] C. L. Korpa, **Gy. Tóth** and J. Hebling, „*Interplay of diffraction and nonlinear effects in the propagation of ultrashort pulses*”, J. Phys. B **49** (3), 035401 (2016)

[S7] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, **Gy. Tóth** and J. Hebling, „*Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse*”, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (3), 031301 (2014)

[S8] R. Hegenbarth, A. Steinmann, **G. Tóth**, J. Hebling and H. Giessen, „*Two-color femtosecond optical parametric oscillator with 1.7 W output pumped by a 7.4 W Yb:KGW laser*”, J. Opt. Soc. Am. B **28** (5) 1344-1352 (2011)



## 6. HIVATKOZÁSOK

- [1] W. R. Jean-Claude Diels, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Elsevier, San Diego, California, USA, 2006).
- [2] M. Braun, P. Gilch, and W. Zinth, *Ultrashort Laser Pulse in Biology and Medicine* (Springer, 2008), Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering.
- [3] R. E. Samad, L. C. Courrol, S. L. Baldochi, and N. D. V. Junior, in *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission*, edited by F. J. Duarte (InTech, 2010).
- [4] F. X. Kärtner, *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004), Topics in Applied Physics, 95.
- [5] A. Baltuska *et al.*, *Nature* **421**, 611 (2003).
- [6] M. Drescher *et al.*, *Nature* **419**, 803 (2002).
- [7] A. H. Zewail, *Science* **328**, 187 (2010).
- [8] K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, J. Hebling, and K. A. Nelson, *Applied Physics Letters* **90**, 171121 (2007).
- [9] J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, and J. Kuhl, *Appl. Phys. B* **78**, 593 (2004).
- [10] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, *Optics Letters* **37**, 557 (2012).
- [11] L. Pálfalvi, J. A. Fulop, G. Toth, and J. Hebling, *Physical Review Special Topics-accelerators and Beams* **17**, 031301 (2014).
- [12] R. Hegenbarth, A. Steinmann, G. Toth, J. Hebling, and H. Giessen, *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics* **28**, 1344 (2011).

- [13] R. V. F. Schmidt, *Cryst. Res. Technol.* **16**, 127 (1981).
- [14] T. Gonçalves-Novo, D. Albach, B. Vincent, M. Arzakantsyan, and J.-C. Chanteloup, *Optics Express* **21**, 855 (2013).
- [15] Y. P. Deng *et al.*, *Optics Letters* **37**, 4973 (2012).
- [16] G. Sansone *et al.*, *Science* **314**, 443 (2006).
- [17] G. Sansone, E. Benedetti, C. Vozzi, S. Stagira, and M. Nisoli, *New Journal of Physics* **10**, 025006 (2008).
- [18] Y. Huo, Z. Zeng, R. Li, and Z. Xu, *Optics Express* **13**, 9897 (2005).
- [19] M. Hentschel *et al.*, *Nature* **414**, 509 (2001).
- [20] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
- [21] T. J. Yu *et al.*, *Optics Express* **15**, 8203 (2007).
- [22] G. Cerullo, A. Baltuška, O. D. Mücke, and C. Vozzi, *Laser & Photonics Reviews* **5**, 323 (2011).
- [23] E. Gaizauskas, R. Grigonis, and V. Sirutkaitis, *Journal of the Optical Society of America B-optical Physics* **19**, 2957 (2002).