

# VIVŐ-BURKOLÓ FÁZIS KONTROLLÁLT, EGYCIKLUSÚ, LINEÁRISAN VAGY CIRKULÁRISAN POLARIZÁLT, ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSA

Tóth György,<sup>1</sup> Tibai Zoltán,<sup>1</sup> Nagy-Csiba Zsuzsanna,<sup>2</sup> Almási Gábor,<sup>1,2,3</sup> Hebling János<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>MTA–PTE Nagy Intenzitású THz-es Kutatócsoport

<sup>2</sup>Pécsi Tudományegyetem, PTE-TTK, Fizikai Intézet

<sup>3</sup>Pécsi Tudományegyetem, Szentágotthai János Kutatóközpont

*Jelen írást a szerzők a Pécsi Tudományegyetem alapításának 650. évfordulója emlékének szentelik.*

Az attoszekundumos impulzusok előállításának magasrendű felharmonikus generálással (HHG – High-Order Harmonic Generation) történő kísérleti megvalósítása [1, 2] óta eltelt közel húsz évben az attoszekundumos impulzusok időbeli intenzitásburkolójának félértékesszerűségét sikerült az oszcilláló elektromos tér periódusával közel azonos hosszúságúra csökkenteni [3]. Jól tudjuk, hogy ezen ultrarövid impulzusok felhasználása esetén számos fizikai folyamatban jelen-

tős szerepet kap az impulzus vivő-burkoló fázisa (CEP – Carrier-Envelope Phase), vagyis az impulzus vivőhulláma és burkolója közti fáziskülönbség [4]. A HHG-technikával előállított attoszekundumos impulzusok CEP-kontrollálására azonban a mai napig sem született tökéletes megoldás.

Az attoszekundumos impulzusok előállításának másik perspektivikus lehetőségét a szabadelektronlézerek (FEL – Free Electron Laser) kínálják, ahol az elektromágneses sugárzást relativisztikus sebességű elektronsomagok undulátorsugárzásával állítják elő. Az undulátor nem más, mint egy olyan permanens, vagy elektromágneses sokaságából álló berendezés, amely időben állandó, térben periodikus (szinuszos jellegű) mágneses teret hoz létre. Az undulátorba – megfelelő szög alatt – belépő elektronok a rájuk ható  $\vec{F} = m\vec{v} \times \vec{B}$  Lorentz-erő hatására szinuszos pályán kezdenek el mozogni, melynek következtében

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ (1-\beta^2) \frac{\vec{R}-R\vec{\beta}}{(R-R\vec{\beta})^3} + \frac{\vec{R} \times \left( (\vec{R}-R\vec{\beta}) \times \frac{d}{dt} \vec{v} \right)}{(R-R\vec{\beta})^3} \right]_{ret} \quad (1)$$

A cikk az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi Vándorgyűlésén, 2016. augusztus 25-én elhangzott előadás alapján készült.



*Tóth György* fizika-matematika szakos tanári diplomát 2011-ben, doktori fokozatot 2016-ban szerzett a Pécsi Tudományegyetemen. 2014 óta dolgozik jelenlegi munkahelyén. Fő kutatási területe ultrarövid fényimpulzusok előállításának, azok lineáris és nemlineáris terjedésének numerikus modellezése, valamint relativisztikus sebességű elektronok undulátorsugárzásának szimulációja. Emellett terahertzes impulzusok Thomson-szórásával és töltött részecskék manipulálásával is foglalkozik.



*Tibai Zoltán* egyetemi adjunktus, okleveles fizikus. 2011-től a Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kara Fizikai Intézetének munkatársa. Kutatásának fő irányvonalát relativisztikus részecskék lézerekkel történő manipulációjának numerikus szimulációval történő vizsgálata határozza meg. További kutatási területe a lézeres elektron- és protongyorsítás.



*Nagy-Csiba Zsuzsanna* a Pécsi Tudományegyetem fizika-matematika tanárszakos hallgatója. 2013-ban kapcsolódott be az egyetemen folyó kutatómunkába, attoszekundumos impulzusok előállításával foglalkozó munkájával 2015-ben a XXXII. Országos Tudományos Diákköri Konferencián első helyezést ért el. Jelenleg a PTE Fizikai Intézete THz-es laboratóriumában tevékenykedik, emellett a Magyar Fizikus-hallgatók Egyesülete Pécsi Helyi Bizottságának elnöke.



*Almási Gábor* a PTE Számítógépes Fizika Tanszék vezetője fizikus diplomáját 1984-ben a József Attila, doktori fokozatát 2000-ben a Szegedi Tudományegyetemen szerezte. 2003 óta a PTE Fizikai Intézetének docense. Kutatási tevékenysége a nagy impulzusenergiájú, közel egyciklusú terahertzes impulzusok keltése, azok alkalmazásainak számítógépes modellezése. Az ELI számára terahertzes műszeregyüttest kifejlesztő csoport egyik irányítója. Több oktatás- és tudományos szervezési tevékenységben vesz részt.



*Hebling János* egyetemi tanár, Széchenyi-díjas lézerfizikus, a PTE Fizikai Intézetének igazgatója. Kutatási területe ultrarövid lézerimpulzusok előállítása és alkalmazása, különös tekintettel a nagyenergiájú, terahertzes impulzusok előállítására és ultragyors folyamatok vizsgálatára, valamint részecskék gyorsítására történő felhasználására. Optical Society of America Fellow, a *JOSA B* folyóirat szerkesztője, az EPS QEOD Board tagja.

alapján meghatározható térerősségű sugárzást bocsátanak ki, ahol  $q$  az elektron töltése  $e_0$  a vákuum dielektromos állandója,  $\vec{\beta} = \vec{v}/c$  az elektron fénysebességgel normalizált sebessége,  $\vec{R}$  pedig az elektrontól a megfigyelési pontba mutató vektor. Az egyenlet első tagja a gyorsulástól független, úgynevezett „sebességtér”, amely  $\vec{\beta} = \vec{0}$  határesetben visszaadja a Coulomb-teret. A második tag, a „gyorsulási tér” azonban csak abban az esetben jelenik meg, amennyiben az elektron mozgása nem egyenes:

$$\frac{d}{dt} \vec{v} \neq \vec{0}.$$

Gyorsulva mozgó töltések esetén viszont utóbbi fogja megszabni a sugárzási tér karakterisztikáját, hiszen a gyorsulási tér  $1/R$ -rel, a sebességtér pedig  $1/R^2$ -nel arányos.

Természetesen ahhoz, hogy undulátorsugárzással jelentős energiájú elektromágneses sugárzást állítsunk elő, jelentős számú elektronnal van szükség. A napjainkban előállítható elektroncsomagok tipikus hossza a pikoszekundumos tartományba esik, amely néhány tized milliméter haladási irányú hosszának felel meg. Térben kiterjedt elektroncsomag esetén pedig koherens sugárzást csak akkor lehet előállítani, ha a sugárzás hullámhossza legalább kétszerese az elektroncsomag hosszának. Más esetben az elektroncsomagban jelenlévő egyes elektronok által keltett sugárzások interferencia révén nem csak erősíteni, de gyengíteni is tudják egymást. Amennyiben attoszekundumos impulzusok előállítása a cél, ez a korlát nagy jelentőséggel bír, hiszen a fényimpulzus hossza legalább egy optikai ciklus hosszúságú kell legyen. Ez azt jelenti, hogy 1 fs-os impulzusok esetén a központi hullámhossz nem lehet hosszabb 300 nm-nél, azaz az előbb említett félhullámhosszra vonatkozó korlátozás miatt 1 fs-os impulzusokat 150 nm-nél hosszabb elektroncsomaggal nem lehet hatásosan előállítani. Minél rövidebb impulzusokat szeretnénk előállítani, annál rövidebb elektroncsomagra lesz szükség.

Az elektroncsomag hosszából eredő korlát feloldásához FEL-ek esetén egyre elterjedtebbé válik az úgynevezett önerősített spontán emisszióval (SASE – self-amplified spontaneous emission) történő elektromágneses sugárzás előállítása. Ennek lényege, hogy az elektroncsomagot nagyon hosszú (akár több száz méter), számos undulátorperiódusból álló undulátoron küldik át, ahol a mágneses tér, valamint az elektronok által keltett elektromágneses tér együttes hatására a

$$\lambda_l = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2)$$

rezonanciafeltételnek eleget tevően, a töltések az elektroncsomagban  $\lambda_l$  periódussal sűrűsödni kezdenek és elektroncsomók jönnek létre. Ez az újonnan kialakuló töltéseloszlás lehetővé teszi a  $\lambda_l$  hullámhosszúságú sugárzás kiemelkedését a kezdetben zajszerű térből. Az egyenletben szereplő  $\lambda_u$  az undulátorperiódus,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

az elektroncsomag energiáját jellemző Lorentz-faktor,

$$K = \frac{q B_0 \lambda_u}{2\pi m_e c} \quad (3)$$

az undulátorparaméter, ahol  $B_0$  az undulátor szinuszosan változó mágneses térének amplitúdója,  $m_e$  pedig az elektron tömege.

Az elmúlt tizenöt évben számos, a SASE elvén működő szabadelektron-lézert építettek. Közülük a legismertebbek: a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) – amelynek mJ-os impulzusai 10 fs-nál is rövidebbek, központi hullámhosszuk pedig az angström tartományba esik –, valamint a SACLA (Spring-8 Angstrom Compact free electron LASer), amelynek hullámhossztartománya angström alatti. Az említett FEL-ekben azonban – a sugárzás előállításának metódusából adódóan – csak olyan elektromágneses impulzusokat képesek létrehozni, amelyek intenzitásburkolója jóval hosszabb, mint az előállított sugárzás hullámhossza. Ahhoz, hogy ezen változtatni lehessen, rövid sugárzó undulátort kell használni. Rövid sugárzó undulátorban azonban a zajszerű elektroneloszlásból nem tudnak spontán módon kialakulni az elektroncsomók, így szükségessé válik egy különálló egység, ahol a csomósítás megtörténik.

Elektroncsomag csomósításának elterjedt módja, hogy az elektroncsomagot egy moduláló lézerimpulzussal együtt átküldik egy undulátoron, ahol az elektroncsomag együttesen kölcsönhatásba lép az undulátor mágneses, valamint a moduláló lézer elektromágneses terével. A lézer hullámhosszának, az undulátorparaméternek és az undulátorperiódusnak ki kell elégítenie a (2) egyenletbe foglalt rezonanciafeltételt, ahol most  $\lambda_l$  a moduláló lézer hullámhossza. Tehát tulajdonképpen arról van szó, hogy csomósításnál nem várják meg, hogy spontán módon alakuljon ki a  $\lambda_l$  hullámhosszúságú sugárzás és vele együtt a csomósítás, hanem egy moduláló lézer segítségével hozzák létre az energiamodulációt. A lézerrel együtt az undulátorba lépő egyes elektronok attól függően, hogy a belépéskor a lézertér elektromos és az undulátor mágneses térerősségének milyen viszonyát (milyenek a fázisviszonyok) érzékelik, gyorsulni vagy lassulni fognak. A kialakuló energia- és ennek következtében létrejövő sebességmoduláció hatására egy idő után az elektroncsomagban a lézer hullámhosszának megfelelő távolságokban a terjedés irányában töltéssűrűsödések, elektroncsomók jönnek létre. Ezen elektroncsomók terjedés irányú hosszára jó becslést ad a

$$\Delta z \approx \frac{\lambda_l \sigma}{2\Delta\gamma} \quad (4)$$

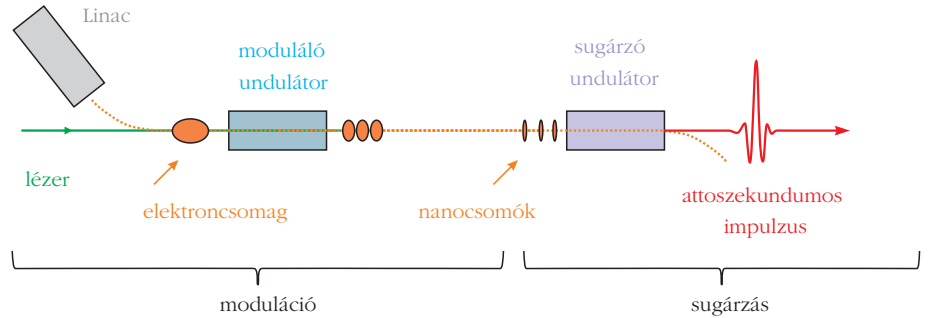
összefüggés [5], ahol  $\sigma$  az elektroncsomagban lévő elektronok energiabizonytalansága,  $\Delta\gamma$  pedig a kölcsönhatás során az elektroncsomagban létrejövő

energiamoduláció, amely arányos a lézer intenzitásával.

Ahogy arról már korábban is szó esett, hatásos sugárzást csak akkor lehet előállítani, ha az elektroncsomók rövidebbek a sugárzás fél hullámhosszánál. Minél rövidebb fényimpulzusok előállítása érdekében tehát a cél  $\Delta z$  minimalizálása, amelyet a (4) egyenletben szereplő paraméterek megfelelő megválasztásával tudunk elérni. A  $\sigma$  kezdeti energiabizonytalanság az elektroncsomagra jellemző alaptulajdonság, amelyen nem tudunk változtatni. A létrejövő elektroncsomók  $\Delta z$  hossza arányos a moduláló lézer  $\lambda_l$  hullámhosszával, így  $\lambda_l$  csökkentésével csökkenthető  $\Delta z$ , azonban azt is szem előtt kell tartanunk, hogy az elektroncsomókba „összegyűjtött” töltésmennyiség is arányos a lézerek hullámhosszal. Koherens sugárzás esetén pedig (1) alapján a keletkező sugárzás energiája négyzetesen arányos a töltéssel, vagyis rövid elektroncsomók kialakítása érdekében nem érdemes túl rövid moduláló hullámhosszat választani, mert nagyon kicsi lesz a keletkező impulzusok energiája. Ezek miatt  $\Delta z$ -t leginkább a  $\Delta \gamma$  energiamodulációval érdemes befolyásolni, azaz a kölcsönhatásnak intenzív lézertérben kell megvalósulnia. Azonban minél nagyobb az energiamoduláció, annál nagyobb az egyes elektronok közti sebességkülönbség, amely a kialakuló elektroncsomók gyors szétfolyását eredményezi. Ez jelentős problémát jelent FEL-ek esetén, ahol a sugárzást hosszú, sok periódusból álló undulátorban keltik. Esetünkben azonban, ahol ultrarövid, attoszekundumos impulzusok előállítása a cél – ahogy látni fogjuk – nem okoz problémát.

A vívő-burkoló fázis kontrollált, egyciklusú, attoszekundumos impulzusok előállítására általunk javasolt sematikus elrendezést az 1. ábra mutatja. A lineáris elektrongyorsítóból (LINAC – LINear electron ACcelerator) érkező elektroncsomag egy egyciklusú moduláló undulátoron halad keresztül, ahol kölcsönhatásba lép a nagy intenzitású lézerrel, amelynek hatására az elektroncsomagban az intenzitással arányos moduláció jön létre. Felhasználva a Hamburgban működő 1000 MeV-os FLASH II LINAC paramétereit, számításunk alapján elérhető, hogy – egyciklusú moduláló undulátorral, 10 TW-os, 516 nm-en működő lézert használva – az elektroncsomók mérete mindössze 6 nm legyen [6]. A továbbiakban – a méretükből adódóan – ezeket az elektroncsomókat nanocsomóknak fogjuk nevezni.

Az általunk javasolt eljárásban tehát a moduláló undulátor igen rövid, mágneses tere a trimmelésen kívül mindössze egyetlen periódust tartalmaz. Trimelésnek nevezik azt az eljárást, amikor az undulátor szinuszosan változó mágneses térerősségének első félciklusát úgy állítják be, hogy annak amplitúdója kisebb legyen, mint a fő rész amplitúdója. A trimme-

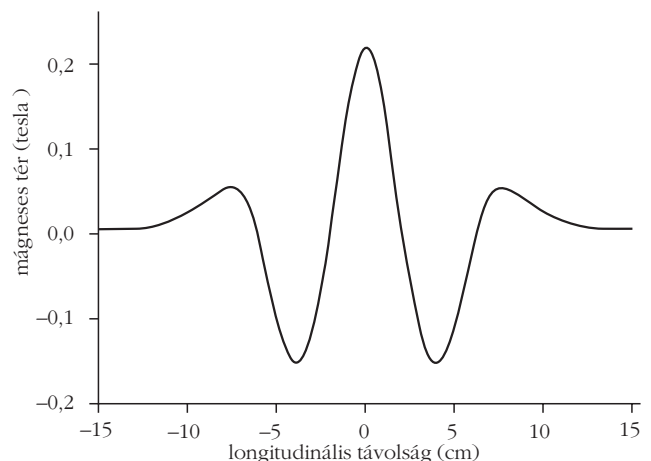
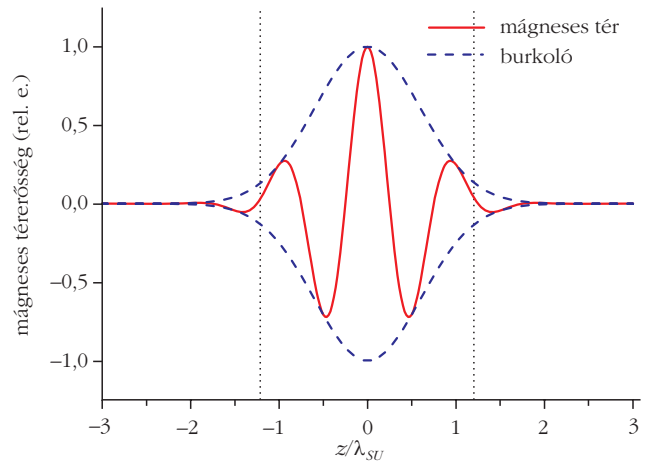


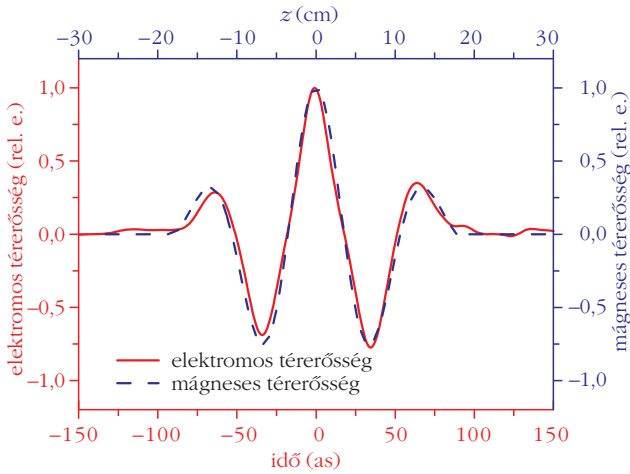
1. ábra. CEP-kontrollált attoszekundumos impulzusok előállítására javasolt berendezés.

lés célja, hogy az elektroncsomag olyan szögben tudjon belépni az undulátor fő részébe, hogy annak pályája szinuszos legyen. Trimelés nélkül a  $z$  tengelyen,  $z$  irányú kezdősebességgel az undulátorba lépő elektroncsomag nem a  $z$  tengely körül fog oszcillálni, hanem a tengellyel valamilyen szöget bezáró egyenes körül.

A nanocsomók az undulátorból kilépve, néhány méteres szabad terjedés után alakulnak ki, ahogy azt az 1. ábra is mutatja. A sugárzó undulátort erre a helyre kell tenni, ahol a nanocsomók hossza minimális. A sugárzó undulátor mágneses terét a

2. ábra. Fölül: mágneses tér térbeli alakja (folytonos görbe), burkolója (szaggatott görbe) és az ablakfüggvény által kivágott tartomány (pontosított vonal által közbezárt rész). A görbéhez tartozó paraméterek:  $L = 2,5 \lambda_{SU}$ ,  $\xi = 1,5 \lambda_{SU}$ ,  $\varphi_0 = 0$ . Alul: Kimura és munkatársai által létrehozott speciális undulátor mágneses tere [7].





3. ábra. Undulátor mágneses terének térbeli (szaggatott görbe) és a keletkező sugárzás elektromos terének időbeli lefutása (folytonos görbe).

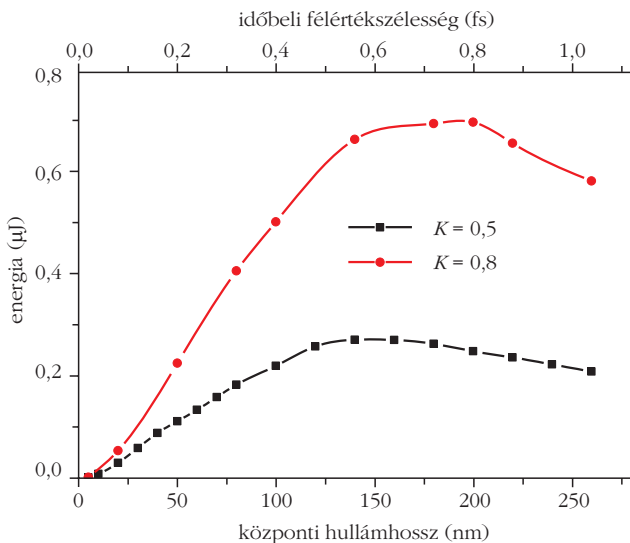
$$\vec{B}(z) = B_0 \exp\left(-\left(\frac{z - \frac{\lambda_{SU}}{2\pi}\varphi_0}{\xi^2}\right)^2\right) 2\ln 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{SU}}z\right) w(z, L) \vec{e}_x \quad (5)$$

egyenlet írja le, ahol  $\lambda_{SU}$  az undulátorperiódus,  $\xi$  a Gauss-alakú burkoló négyzetének félérték szélessége,  $w(z, L)$  kétváltozós függvény pedig az ablakfüggvény, amelynek értéke 1, amennyiben  $|z| < L/2$ , egyébként zérus. Az egyenlet exponensében szereplő

$$\frac{\lambda_{SU}}{2\pi}\varphi_0$$

tag a vivő-burkoló fázis megválasztásának lehetőségét hordozza magában. Az általunk feltételezett mágneses teret a 2. ábra felső része szemlélteti. Nagyon hason-

4. ábra. A különböző központi hullámhosszon előállítható attoszekundumos impulzusok energiája  $K = 0,5$  és  $K = 0,8$  undulátorparaméterek esetén. A felső koordinátatengely az adott hullámhosszon előállítható attoszekundumos impulzusok intenzitásának időbeli hosszát mutatja.



ló alakú mágneses teret hoztak létre Kimura és kutatótársai [7], amely jó alapot nyújthat számunkra a kísérleti megvalósításnál (2. ábra, alul).

A csomósodást követően az említett mágneses térben áthaladva az elektroncsomag a 3. ábrán szemléltetett sugárzást kelti. Jól látszik, hogy a sugárzás elektromos terének időbeli alakja lemásolja a sugárzó undulátor mágneses terének térbeli alakját, vagyis módszerünkkel lehetőség nyílik alakformált, attoszekundumos impulzusok létrehozására.

A sugárzás hullámhosszát az határozza meg, hogy mennyivel hosszabb utat tesz meg a fény az elektronoknál azon idő alatt, amíg az elektronok egy undulátorhossznyit repülnek. Ekkora térrészre „szorul be” az elektronok által egy undulátorperiódus alatt kisugárzott fény, vagyis Doppler-effektusról van szó. A sugárzás  $\lambda_s$  hullámhossza tehát

$$\lambda_s = \frac{\lambda_u}{v} c - \lambda_u \quad (6)$$

alapján számolható. Felhasználva a Lorentz-faktor és a sebesség közti jól ismert összefüggést, a

$$\lambda_s = \frac{\lambda_u}{c\sqrt{1-1/\gamma^2}} c - \lambda_u \quad (7)$$

alakra jutunk, mely nagy  $\gamma$  értékek esetén a

$$\lambda_s = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2}$$

kifejezéssel közelíthető. Pontosabb számításokkal, ahol figyelembe vesszük az elektronok oszcillációja során a transzverzális kitérésükből eredő longitudinális sebesség-csökkenést, a sugárzás központi hullámhosszára a

$$\lambda_s = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (8)$$

alakot kapjuk. Az attoszekundumos impulzus központi hullámhosszát tehát elsősorban az elektroncsomag energiájával, vagy a sugárzó undulátor periódusával tudjuk befolyásolni. Számításaink alapján módszerünkkel az előállítható attoszekundumos impulzusok energiája akár a 0,7  $\mu\text{J}$ -t is elérheti, ahogy azt a 4. ábra mutatja.

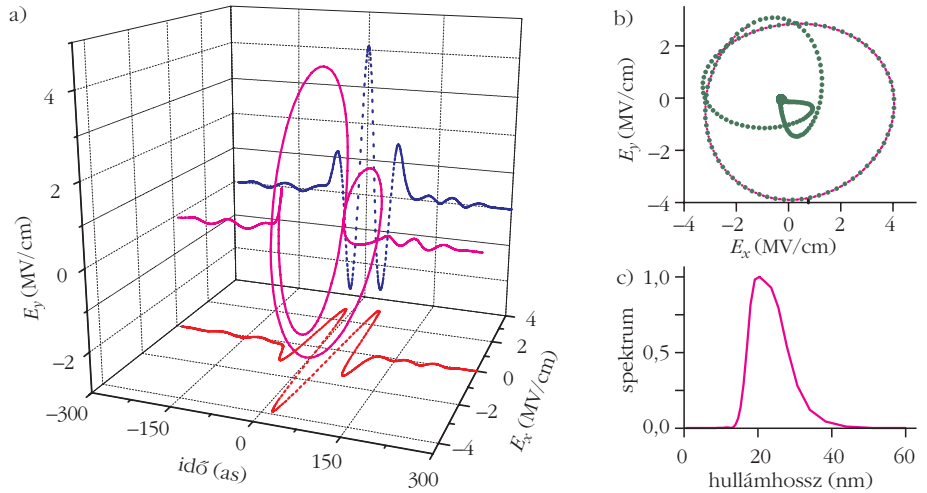
Jól látható, hogy ha a sugárzó undulátor  $K$  undulátorparaméterét nagyobbra választjuk, nagyobb energiájú attoszekundumos impulzusok állíthatók elő. Ennek oka, hogy a nagyobb undulátorparaméter nagyobb mágnesestér-amplitúdót jelent; nagyobb amplitúdójú mágneses tér által ható Lorentz-erő pedig nagyobb gyorsulást eredményez. Az (1) egyenlet értelmében ez a nagyobb gyorsulás nagyobb amplitúdójú sugárzást eredményez. A hatás azonban az impulzusenergia növelésére mégsem használható fel korlátlanul. Ennek oka, hogy nagy undulátorparaméterek esetén a sugárzási spektrumban megjelennek a (8)

egyenletben meghatározott  $\lambda_s$  hullámhosszak felharmonikusai is, amely komponensekhez tartozó félhullámhosszak kisebbek, mint a nanocsomó terjedés irányú mérete, így nem tudnak koherensen felerősödni. További probléma, hogy ezen hullámhossz-komponensek megjelenése a sugárzás időbeli alakjának torzulásához is vezet, ahogy arról részletesen írtunk [8]-ban.

Napjaink egyik legnagyobb kihívása az attoszekundumos impulzusok keltésével foglalkozók számára a cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok előállítására is [9]. A helikális undulátor egy olyan speciális undulátor, amelynek mágneses térerősségvektora egy csavarvonalat ír le a térben. Ilyen tér létrehozható például két, az (5) egyenletben definiált, egymásra merőlegesen polarizált mágneses tér szuperpozíciójából, amennyiben azok egymáshoz képest  $\lambda_u/4$ -gyel el vannak tolva. Az elektronok ilyen típusú térben csavarszerű mozgást végeznek, amelynek hatására cirkulárisan polarizált impulzust állítanak elő. A szimulált impulzusalakot és a hozzá tartozó intenzitás spektrumot az 5. ábra mutatja be.

Módszerünkkel tehát lehetőség nyílik akár lineárisan, akár cirkulárisan polarizált, alakformált, vívburkoló fázis stabilizált, attoszekundumos impulzusok létrehozására. Az elektronforrásként feltételezett LINAC azonban rendkívül költséges és bonyolult elhelyezhető-e egy jóval olcsóbb és kompaktabb lézerplazma-gyorsítóval. A lézerplazma-gyorsítókkal előállított elektroncsomagok problémája, hogy energiabizonytalanságuk nagyságrendekkel nagyobb, mint a LINAC-kal előállítottaké. A (4) egyenlet alapján ez pedig azt jelenti, hogy – elektronforrásként lézerplazma-gyorsítót használva – jelentősen megnövekszik az előállítható nanocsomó mérete.

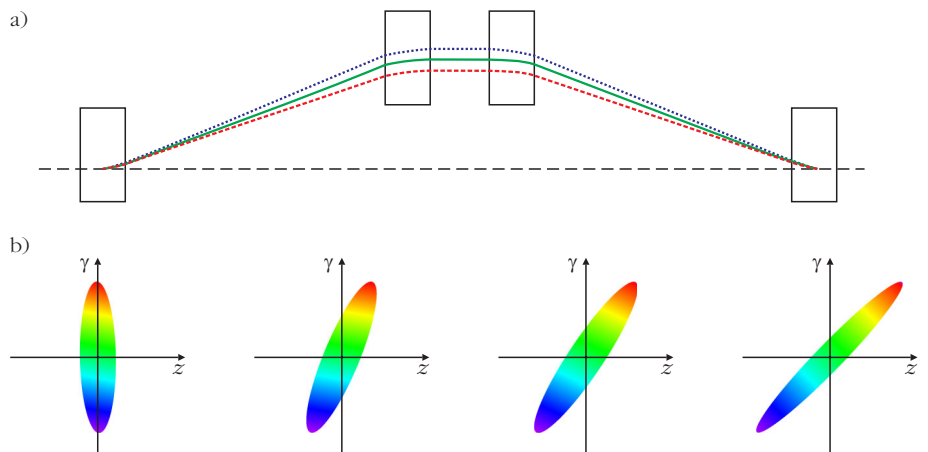
Ez a hatás szerencsére kiküszöbölhető, amennyiben az elektroncsomagot valamilyen nagy diszperzióval rendelkező eszközön engedjük át. Ilyen eszköz a chicane, amely a 6.a ábrán szemléltet-



5. ábra. a) Cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzus időbeli lefutása (folytonos görbe), valamint x és y irányú komponense (pontozott vonal). b) Az elektromos térerősség időbeli változása az x-y síkon. c) A keletkező attoszekundumos impulzus intenzitás spektruma.

tett négy mágnespárból álló berendezés. A chicane mágnesei a közel azonos sebességű, ám különböző energiájú elektronok közül – a relativisztikus tömegnövekedés miatt – a kisebb energiájú elektronokat nagyobb szögbe, a nagyobb energiájúakat pedig kisebb szögbe téríti ki. Ennek következményeként – ahogy az a 6. ábrán is jól látszik – a lassabb (kisebb energiájú) elektronok hosszabb, a gyorsabb (nagyobb energiájú) elektronok pedig rövidebb utat tesznek meg, amelynek hatására a nagyobb energiájú elektronok térben előrébb, a kisebb energiájúak pedig hátrébb kerülnek, így lecsökken az elektroncsomó úgynevezett szeletenergia-bizonytalansága. Ez annyit jelent, hogy bármely adott térrészen az energiabizonytalanság kisebb lesz, mint korábban. A chicane mechanizmusát jól szemlélteti az elektroncsomó fázistéren való ábrázolása (6.a ábra). Chicane alkalmazása tehát kompromisszumos megoldást jelent a nanocsomók előállításánál, hiszen az (5) egyenlet alapján kulcsfontosságúnak mondható energiabizonytalanság lecsökken, cserébe viszont csökken a töltésmennyiség.

6. ábra. Fölül: a chicane és a rajta áthaladó különböző energiájú elektronok pályájának sematikus rajza. Alul: a chicane-on való áthaladás különböző szakaszaival a fázistéren ábrázolt elektroncsomag.



Elektronforrásként lézerplazma-gyorsítót használva, az általunk javasolt berendezés annyiban módosul az 1. ábrán bemutatott elrendezéshez képest, hogy a moduláló undulátor elé egy chicane-t kell betenni. Előzetes számításaink alapján elmondható, hogy egy átlagos lézerplazma-gyorsítóval előállított relativisztikus elektroncsomag esetén a chicane-nal csökkentett szeptenergia-bizonytalanság után is elegendő töltés marad ahhoz, hogy előállíthassunk akár 20 nJ-os, attoszekundumos impulzusokat. Ez a megoldás pedig lehetővé teszi egy kompakt, vívő-burkoló fázis kontrollált, nagy energiájú, attoszekundumos impulzusforrás létrehozását, amely viszonylag alacsony költséggel válik megépíthetővé akár a szegedi ELI ALPS-ban is.

## Irodalom

1. C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, F. Krausz, *Science* 278 (1997) 661.
2. M. Schnürer és társai, *Physical Review Letters* 80 (1998) 3236.
3. G. Sansone és munkatársai, *Science* 314 (2006) 443.
4. L. Y. Peng, A. F. Starace, *Physical Review A* 76 (2007) 043401.
5. A. A. Zholents, *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams* 8 (2005) 040701.
6. Z. Tibai, G. Toth, M. I. Mechler, J. A. Fulop, G. Almási, J. Hebling, *Physical Review Letters* 113 (2014) 104801.
7. W. D. Kimura és munkatársai, *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams* 7 (2004) 091301.
8. G. Tóth, Z. Tibai, Z. Nagy-Csiha, Z. Márton, G. Almási, J. Hebling, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 369 (2016) 2.
9. G. Tóth, Z. Tibai, Z. Nagy-Csiha, Z. Márton, G. Almási, J. Hebling, *Optics Letters* 40 (2015) 4317.