

ATTOSZEKUNDUMOS IMPULZUSKELTÉS MAKROSZKOPIKUS OPTIMALIZÁCIÓJA

Major Balázs, Kőrös Pál Csaba, Varjú Katalin

ELI-ALPS, ELI-HU Nonprofit Kft., Szeged

Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

A lézerek folyamatos fejlődésének köszönhetően újabb és újabb technológiai vívmányok állnak rendelkezésünkre, amelyek közül számos igen gyorsan megjelenik mindennapi életünkben is. Az internet kapcsán gondoljunk az optikai szálakon történő adattovábbításra, vagy okostelefonjaink burkolata mögött rejtőzködő mikroprocesszorokra. Emellett a lézerek segítségével a fizika, a kémia, az anyagtudomány vagy éppen a biológia eddig rejtett szegmenseibe kaphatunk betekintést. Ezen új tudományterületek közé tartozik a 2000-es évek környékén született attoszekundumos vagy attofizika, amely azóta is robbanásszerűen fejlődik, és vélhetően csak sok-sok év múlva ér deklópontjára. Nem meglepő tehát, hogy 2005-ben az első Kutatási Infrastruktúrák Európai Stratégiai Fórumának (European Strategy Forum on Research Infrastructures,

Az ELI-ALPS projekt (GINOP-2.3.6-15-2015-00001) az Európai Unió támogatásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap társfinanszírozásával valósul meg.



Major Balázs, PhD, az ELI-ALPS kutatóintézet tudományos munkatársa, a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének tudományos segédmunkatársa. PhD fokozatát 2017-ben szerezte, dolgozatának címe *Phase and polarization changes of pulsed Gaussian beams during focusing and propagation*. Jelenlegi kutatási területe a magasharmonikus-keltés folyamatának vizsgálatára és alkalmazásaira terjed ki.



Kőrös Pál Csaba kutatómérnök a Bosch Magyarországnál. A Szegedi Tudományegyetemen szerzett fizikus diplomát 2017-ben, kétszeres köztársasági ösztöndíjas. Diplomamunkáját a magasharmonikus-keltés optimalizációjából írta Varjú Katalin és Veisz László témavezetésével.



Varjú Katalin, PhD, a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének docense, az ELI-ALPS lézeres kutatóintézet osztályvezetője. Kutatási területe attoszekundumos impulzusok keltése és alkalmazásai.

ESFRI *Útitervébe* bekerült egy lézeres kutatóközpont is, az *Extreme Light Infrastructure* (ELI). Az azóta a megvalósítás utolsó fázisába érkezett, három helyszínen (Csehország, Magyarország, Románia) létrehozott intézet célja, hogy számos, lézerekhez kötődő tudományterület világvezető kutatási helyszínéül szolgáljon [1]. A prágai és mágurelei intézettől a szegedi ELI-t az különbözteti meg, hogy itt a kitűzött cél az attofizika úttörőjévé válni, ahogy ezt az ELI-ALPS (Extreme Light Infrastructure – Attosecond Light Pulse Source, azaz „ELI Attoszekundumos Fényimpulzus Forrás”) elnevezés is mutatja [1].

Farkas Győzőnek és kollégáinak köszönhetően elméletben már az 1990-es évek elején ismert volt, hogy attoszekundumos impulzusok miként állíthatók elő a lézerekkel keltett távoli ultraibolya-, valamint a még magasabb frekvenciájú XUV- (eXtreme UltraViolet) vagy röntgensugárzás segítségével [2]. Az attoszekundumos impulzusok keltésének kísérleti megvalósítására, az attoszekundumos impulzussorozat, illetve izolált attoszekundumos impulzus időbeli karakterizálására azonban ezután még majd egy évtizedet kellett várni, amely eredmény segítségével megszülethetett az attofizika [3]. Ez a tudományterület olyan új kérdéseket vet fel, amelyeket – közvetetten – a nagy intenzitású lézerek segítségével válaszolhatunk meg. Az attoszekundumos impulzus előállítása, detektálása és analízise azóta már a világ számos egyetemén és kutatóintézetében rutinfeladattá vált [4]. Az azonban, hogy a napjainkban elérhető – például az ELI-ALPS kutatóintézetben is használatos – nagy teljesítményű lézerimpulzusokkal hogyan lehet hatékonyan szintén nagy teljesítményű attoszekundumos impulzusokat előállítani, már kevésbé triviális kérdés. Az egyatom-válasz – vagyis egy nemesgáz atom és a nagy csúcsteljesítményű lézerimpulzus kölcsönhatásának eredményeképpen keletkező magasharmonikus sugárzás, ami koherens, attoszekundumos impulzusok formájában jelenik meg – jól ismert folyamat [3, 4]. Nem szabad elfelejteni: ahhoz, hogy számottevő mennyiségű XUV-sugárzást kelthessünk a kísérlet során, nagyszámú atomra kell rállóni. Nagy energiájú, újabb távlatokat megnyitó attoszekundumos fényimpulzus-forrás megalkotásához kísérleti elrendezésünket úgy kell beállítani, hogy az egyes atomok által kibocsátott sugárzás egymással konstruktív interferenciába lépjen, és ne kioltsa egymást. A nemlineáris optikában – amelynek a magasharmonikus-keltés egy kitűnő példája – ezt hívjuk a *fázisillesztés* problémájának.

A hatékony XUV-impulzus forrás létrehozása érdekében az ELI-ALPS kutatóinak egyik igen fontos fel-

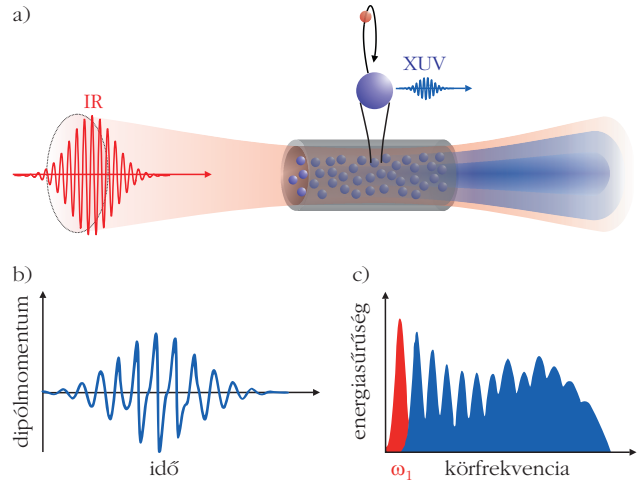
adata, hogy megvizsgálják, miként lehet a keltéshez használt közeg makroszkopikus választát, azaz a fázisillesztést optimalizálni. A korábbi, *Fizikai Szemlében* megjelent írásokban a kiterjedt közeg makroszkopikus válasza csak kis szerepet kapott [4], így most célunk a fázisillesztési probléma rövid ismertetése, illetve az attoszekundumos impulzuskeltés makroszkopikus optimalizációjával kapcsolatos legfrissebb eredmények rövid bemutatása.

Atomok nemlineáris optikai válasza nagy intenzitású lézerterekben

Napjainkban az attoszekundumos impulzusok keltéséhez a legtöbb esetben gáz céltárgyra fókuszált nagy intenzitású lézerimpulzus magasrendű harmonikusait használják. A magasharmonikus-keltés mikroszkopikus jellemzése már többször szerepelt a *Fizikai Szemle* hasábjain is [2–4], azonban azon oldalakon általában a fény és anyag kölcsönhatásának félklasszikus leírását, az úgynevezett háromlépcsős modellt részletezték [4]. E modell nagy előnye a szemléletesség, valamint az, hogy a mechanika és elektromágnesség legegyszerűbb eszközeivel teszi lehetővé a probléma tárgyalását. Most egy kicsit más szemléletmóddal közelítjük meg ezt a problémát annak érdekében, hogy a később, a fázisillesztés és a makroszkopikus válasz tárgyalásához jobban illeszkedjék.

A magasharmonikus-keltés során az atom és a lézerimpulzus kölcsönhatásában a kulcsszót a *nemlinearitás* jelenti. A magasharmonikus-keltés nagy előnye más XUV- és röntgenforrásokkal szemben, hogy a nemlineáris folyamat révén a keltő lézerimpulzus kedvező koherenciatulajdonságait a keltett magasabb frekvenciájú sugárzás „megörökli”. A folyamat hatásfoka igen alacsony, ezért számottevő energiájú XUV-impulzus csak akkor érhető el, ha létrehozásához nagy teljesítményű lézerimpulzust használunk, és a keltésben nagyszámú atom fázisillesztett módon vesz részt.

Ahogy a háromlépcsős modellből ismeretes, a lézer infravörös (infrared, IR) elektromos terének hatására az atom ionizálódik, a kilépő elektron a lézer terében gyorsul, majd az atomtörzssel rekombinálódva XUV-sugárzás keletkezik az elektron lézertérben szerzett többlet kinetikus energiájának köszönhetően (*1.a ábra*). A folyamatot más szempöngből tekintve az XUV-sugárzás keltése annak köszönhető, hogy az ionizált elektron és az atomtörzs együttese a változó elektromos térben oszcilláló elektromos dipólusként viselkedik (kvantummechanikailag átmeneti dipólmomentum). Mivel a dipólmomentum változása nem tökéletesen harmonikus (*1.b ábra*), így a keltett dipólusugárzás sem tisztán egyetlen, adott frekvenciájú elektromágneses sugárzást jelent. Akár a gitárhúr rezgéseinél, a nemlinearitás okán a gerjesztő frekvencia (magasharmonikus-keltés esetén a lézerimpulzus központi vagy vivőfrekvenciája) magasabb rendű felharmonikusai is megjelennek a keltett sugárzásban (*1.c ábra*). A kölcsönhatás eredményeként a céltárgyként

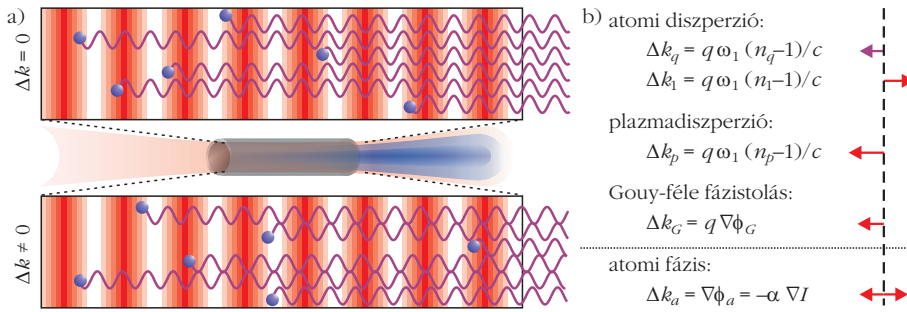


1. ábra. a) A magasharmonikus-keltés folyamatának szemléletes bemutatása. A háromlépcsős modellnek megfelelően a rövid lézerimpulzus hatására a gázcellában lévő atomok ionizálódnak, a kilépő elektronok a lézer terében gyorsuló mozgást végeznek, majd az elektronok iontörzshöz való visszatérésével XUV-sugárzás keletkezik (ábra forrása: [5]). b) Az ionizált elektron és az iontörzs által alkotott dipólus dipólmomentumának időbeli változása. c) Az ω_1 központi körfrekvenciájú lézerimpulzussal keltett dipólusugárzás spektrális energiasűrűsége: a magasharmonikus spektrum.

használt gázcellában elhelyezkedő minden atom az öt érő lézersugárzásnak megfelelő, az *1.c ábrán* láthatóhoz hasonló spektrumú sugárzást bocsát ki. A nagy energiájú XUV-sugárzás keltéséhez az szükséges, hogy az egyes atomok által keltett sugárzás konstruktív interferenciája a lehető legszélesebb spektrális tartományon teljesüljön. Az interferencia eredményeképp létrejövő sugárzás erősségét az egyes elemi forrásokból származó elektromágneses hullámok relatív fázisa határozza meg. Ezért hívják ezt a problémakört fázisillesztésnek (vagy éppen fázisillesztetlenségnek). A következőkben így a cél az, hogy röviden bemutassuk a keltett sugárzás fázisát befolyásoló tényezőket és azt, hogy ezek miként hatnak a fázisillesztésre.

Fázisillesztés

A magasharmonikus-keltés során keletkező sugárzás fázisát egy adott térbeli pontban számos tényező befolyásolja. Egyrészt, mivel hullámokról van szó, értelemszerűen a fázis időben és térben is változik. *Fourier* tétele értelmében a sugárzást monokromatikus (harmonikus) komponensek összegére bonthatjuk, így elegendő a térbeli változásokat vizsgálni az egyes harmonikus komponensekre. A nemlineáris hullámegyenlet segítségével emellett egyszerűen megmutatható, hogy sok esetben elegendő mindössze egy Δk -val jelölt „hullámszámvektor-különbséget” elemezni, ami megadja az adott frekvenciájú sugárzás és az azonos frekvencián, a közegben keltett polarizáció „hullámszámvektorainak” eltérését. A Δk mennyiség a sugárzás és a polarizáció fáziskülönbségének térbeli gradienseként számolható, ezért hullámszámvektor-ként értelmezhető. Közvetlenül a fáziseltérések helyett ezen hullámszámvektorokkal való kezelésmód



2. ábra. a) Fázisillesztett (felül) és fázisillesztetlen (alul) gázban történő magasharmonikus-keltés szemléletes bemutatása. b) A Δk fázisillesztést befolyásoló tényezők a q -adik harmonikus esetében. Jobb oldalt az optikai tengelyen jellemző, az egyes tagokhoz köthető hullámszámvektorok láthatók. A lila színű nyíl a tovaterjedő magasharmonikus sugárzás hullámszámvektorához kötődő, míg a piros színű nyilak a lézertér által keltett polarizáción keresztül fellépő tényezőket jelölik. A nyilak hossza nem reprezentatív a tényezők relatív nagysága tekintetében.

azért szemléletes, mert így a $\Delta k = 0$ jelenti a tökéletes fázisillesztettséget, tehát a teljes konstruktív interferenciát, hiszen ez esetben a két mennyiség fázisának eltérése állandó a hullámterjedés során. Minden zérustól eltérő érték valamilyen mértékű fázisillesztetlenséget jelent. Minél kisebb Δk értéke, annál jobb a fázisillesztés.

A 2.a ábra két különböző fázisillesztettséggű esetet mutat be. A első esetben (felső ábra) az egyes atomok által keltett elemi sugárzások tökéletes fázisillesztettségben vannak, hiszen a terjedési irányra merőleges síkokban (vörös sávok) hullámhegy hullámhegygel találkozik. A második esetben (alsó ábra) ez nem teljesül, destruktív interferencia lép fel, és így a gázcellából kilépő sugárzás kisebb energiájú, mint az első esetben. A 2.b ábrán láthatók a fázisillesztést befolyásoló fázistényezők, amelyek két csoportra oszthatók: a hullámterjedés okán a lézertérben, illetve az XUV-sugárzásban bekövetkező fázisváltozásokból eredők, valamint a sugárzaskeltési folyamathoz kapcsolódók (a két csoportot a 2.b ábra felsorolásában pontozott vízszintes vonal választja el). Az első csoportba tartozik a semleges atomok diszperziója, amit elsősorban a gáz a lézer hullámhosszán és a vizsgált harmonikus hullámhosszán mért törésmutatója határoz meg (n_l és n_q). Emellett az ionizáció során az atomokból kiszakadó elektronok is hozzájárulnak a törésmutatóhoz (n_p) és így a hullámterjedés sebességéhez, amit plazmadiszperzióknak nevezünk. A harmadik hullámterjedéshez kötődő tag a Gouy-féle fázistolás (ϕ_G), ami amiatt lép fel, hogy fókuszált lézernyalábbal (és nem végtelen síkhullámmal) történik a keltés. A második csoportba az atomi fázis tartozik, ami a magasharmonikus-keltés mikroszkopikus folyamatához kötődik, és a lézertér intenzitáseloszlása (I) befolyásolja a kölcsönhatási térfogatban (az intenzitásgradiens és az atomi fázis kapcsolatát meghatározó α paraméter az úgynevezett rövid és hosszú elektronpályákra eltérő – az elektrontrajektóriákról bővebben a korábbi írásokban lehet olvasni [4]). A 2.b ábra színes nyilai azt szemléltetik, hogy az optikai tengelyen ezek a hullámszámvektor-eltérések tipikusan milyen irányúak. A nyilak színei egy, az előzőtől eltérő csoportosítást mutatnak, amely illeszkedik Δk korábbi definíciójához. A színek szerinti

felosztás szerint az adott tényező a tovaterjedő XUV-sugárzás hullámszámvektorában megjelenő (lila), vagy a keltett polarizáció hullámszámvektorának komponensét jelenti, azaz az utóbbi a lézertér fázisából adódik (piros).

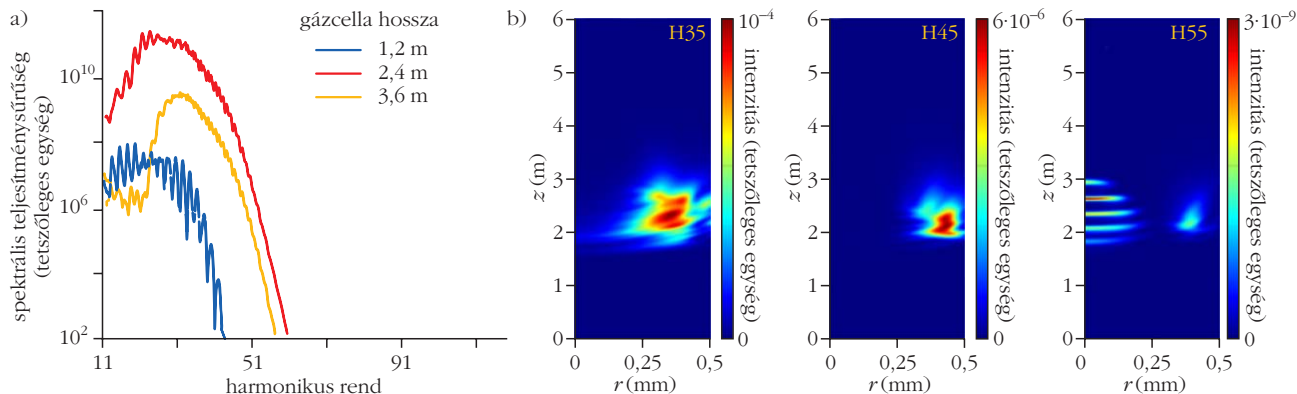
Ahogy a fentiekből is kiderül, a fázisillesztést a kísérleti paraméterek határozzák meg, hiszen például a törésmutatót a gáz nyomása, a Gouy-fázistolás mértékét a cellahossz mentén a fókuszálás erőssége befolyásolja. Tehát ahhoz,

hogy nagy energiájú XUV-sugárzás és attoszekundumos impulzus keltésére legyen lehetőségünk, a lézer és a kísérleti elrendezés paramétereit (a fókuszáló elem fókuszátvolsága; a lézernyaláb mérete; az impulzus időbeli hossza, energiája stb.), valamint a kölcsönható közeg tulajdonságait (gáz anyagi minősége, nyomása, a gázcella hossza stb.) kell megfelelően megválasztani. Ezt jelenti az *attoszekundumos impulzus-keltés makroszkopikus optimalizációja*, és az erre irányuló törekvéseket mutatunk be a továbbiakban.

A kísérleti elrendezés felskálázása

Fontos megemlíteni, hogy az elmúlt évek jelentős lézertechnológiai fejlesztéseinek hatására a magasharmonikus-keltési kísérletekben a lézerimpulzus teljesítménye már nem korlátozó tényező: a keltéshez szükséges küszöbintenzitás ($1\text{--}6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$) gyenge fókuszálás esetén is elérhető, ezért a folyamat optimalizálása különböző geometriai elrendezésekben történhet. Ahogy ez a korábbiakból kiderült, a kísérlet kiemenetén megfigyelhető XUV-sugárzás energiáját és emellett minden egyéb tulajdonságát is (spektrális tartomány, divergencia, időbeli jellemzők stb.) a makroszkopikus közegben kialakuló fázisillesztés határozza meg. Bár, ahogy a fentiekből is kiderült, az optikai tengelyen viszonylag egyszerű kifejezések adhatók a fázisillesztés jellemzőire és az azt befolyásoló tényezőkre, valójában a fázisillesztettség a keltő lézerimpulzus tér- és időbeli, illetve a keltő gáz céltárgy geometriai tulajdonságaitól erősen és nem triviális módon függ. A fázisillesztés tér- és időbeli tulajdonságai miatt a nagyobb bemenő lézerteljesítmény nem garantálja az attoszekundumos impulzusok nagyobb teljesítményét.

A nemlineáris optikai folyamatok leírására használt modell skálázási azonosságait figyelembe véve *Heyl* és munkatársai megmutatták, hogy egy létező kísérleti elrendezés paramétereit (transzverzális és longitudinális távolságok, a kölcsönhatásban részt vevő gáz sűrűsége) egy nagyobb impulzusenergia esetén – a meghatározott módon skálázva – az új elrendezés azonos konverziós határfokkal rendelkezik [6]. Ez a felis-



3. ábra. a) A SYLOS GHHG LONG nyalábvonal szimulációjakor az optimális paraméterhalmazzal kapott magasharmonikus teljesítményspektrumok három különböző cellahossz esetén. b) Három magasharmonikus (35., 45. és 55.) intenzitásának változása a gázközegben való terjedés során. A z az optikai tengellyel párhuzamos, az r pedig az arra merőleges tengely (a modell hengerszimmetriát feltételez).

merés lehetővé teszi, hogy a kísérletileg optimalizált elrendezést – egy esetleges lézerfejlesztést követően – a lézerimpulzusunk energiája növelésének megfelelően áttervezzük (felskálázzuk). Az ELI-ALPS kutatóintézet SYLOS lézerének csúcsteljesítménye lényegesen meghaladja a jelenleg magasharmonikus-keltésre használt lézerimpulzusok teljesítményét [1, 7], így a SYLOS által meghajtott attosekundumos nyalábvonalak tervezése elméleti megfontolások alapján történt. A tervek különböző – már létező – kísérleti elrendezések felskálázásán alapulnak. A két – megvalósítás alatt álló – elrendezést numerikus modellszámításokkal teszteltük. Elsődleges célunk az volt, hogy a kísérleti paraméterek független változtatásával meghatározzuk a paraméterek értékeinek optimumát a növekvő lézerteljesítmények „okos felhasználása” érdekében. Másrészt a különböző geometriájú keltések esetén a keltett XUV-sugárzás tulajdonságait vizsgáltuk.

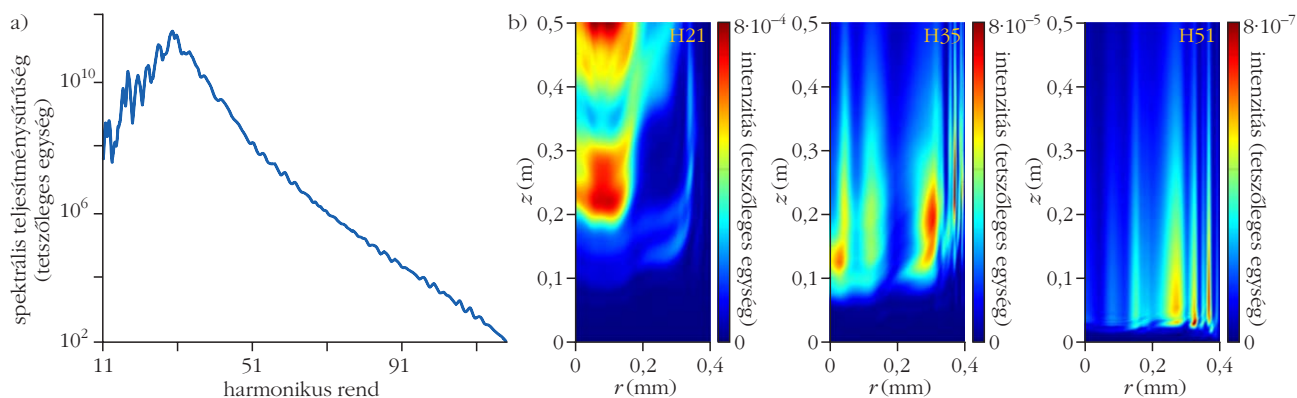
Az általunk használt numerikus modell lehetővé teszi [8], hogy a nagy intenzitású lézertér és a makroszkopikus kiterjedésű gáz céltárgy nemlineáris kölcsönhatását vizsgáljuk. A számítások során a lézerimpulzus – ionizált közegben való terjedése során bekövetkező – torzulását, a lokálisan meghatározott lézertér és az atomok/ionok kölcsönhatását, illetve a mikroszkopikusan keltett elemi magasharmonikus sugárzás közeg-

beli terjedése utáni szuperpozícióját határozzuk meg. A modell alkalmazhatóságát számos kísérleti elrendezésben teszteltük, és a kísérleti és numerikus eredmények megfelelő egyezését tapasztaltuk.

A makroszkopikus válasz optimalizálása

Az optimalizálást a két SYLOS alapú nyalábvonal esetén végeztük el. Az egyik nyalábvonal (GHHG SYLOS LONG [1, 7]) nagyon laza fókuszlást ($f = 55$ m), valamint hosszú (akár 6 m) és alacsony nyomású gázcellát alkalmaz. A másik (GHHG SYLOS COMPACT [1, 7]) kevésbé laza fókuszlást ($f = 10$ m), valamint nagy nyomású (több bar nyomás) gázfúvókát (néhány milliméteres kölcsönhatási hossz) használ. Az alacsony nyomású gáz céltárgyat alkalmazó LONG nyalábvonal esetén az argon gáz nyomását 0,0025 és 2,5 mbar között, a cella hosszát 1,2 és 6 m között, a bemenő nyaláb átmérőjét 30 és 75 mm között, az impulzus energiáját 2 és 200 mJ között, a cella fókuszpontához viszonyított relatív pozícióját pedig $-7,5$ és -3 m között változtattuk (a negatív érték azt jelöli, hogy a gázcella belépő síkja a fókuszló elem és a geometriai fókuszközött helyezkedik el). Összesen 3360 eset összehasonlításával megkerestük a legnagyobb XUV-foton-

4. ábra. a) A SYLOS GHHG COMPACT nyalábvonal szimulációjakor az optimális paraméterhalmazzal kapott magasharmonikus teljesítményspektrumok. b) Három magasharmonikus (21., 35. és 51.) intenzitásának változása a gázközegben való terjedés során. A z az optikai tengellyel párhuzamos, az r pedig az arra merőleges tengely (a modell hengerszimmetriát feltételez).



számot eredményező esetet. Optimálisnak ez esetben a 1,25 mbar gáznyomás, 2,4 m cellahossz, 45 mm nyalábátmérő, 40 mJ impulzusenergia, -3 m cellapozíció paraméteregyüttest találtuk. A fenti paraméterhalmaz – és kiemelten az, hogy nem a legnagyobb bemenő impulzusenergia esetén kaptuk a legnagyobb XUV-fluxust – alátámasztja a korábban említett tényt, hogy a fázisillesztés miatt a nagyobb lézerteljesítmény nem garantálja a nagyobb magasharmonikus-teljesítményt.

A magasnyomású céltárggyal rendelkező COMPACT nyalábvonal esetén 351 esetet hasonlítottunk össze. Ennél a nyalábvonalnál a változtatott paraméterek (a kísérleti megvalósításhoz igazodva): a bemenő lézernyaláb csonkolásához használt írisz átmérője (20–300 mm), a gázfúvóka fókuszponthoz mért relatív pozíciója (-300–0 mm) és az argon gáz nyomása (0,5–2 bar). A kölcsönhatási hossz minden esetben 0,5 mm volt, míg a lézernyaláb átmérője 60 mm. Ebben a paramétertérben a 120 mm íriszátmérő, -100 mm fúvókapozíció és 2 bar gáznyomás értékek esetén adódott maximálisnak a keltett sugárzás erőssége. A két optimális esetet – röviden – a 3. és 4. ábrák mutatják be.

Mindkét esetben a keltett XUV-fluxusra optimalizáltunk, a keltett sugárzás térbeli és spektrális jellemzői különbözők. Az így elvégzett elemzés egyik tanulsága, hogy a nagyon sok változó miatt lokális maximumokat lehet – akár kísérletileg, akár numerikusan – keresni. Az egyes fluxusmaximumok esetén azonban az XUV-sugárzás egyéb jellemzői (jelentősen) eltérők lehetnek. Fontos, hogy bár a használt fókuszálási és kölcsönhatási térfogat-geometriák merőben különbözők, mindkét nyalábvonal intenzív attoszekundumos impulzusokat szolgáltat majd. Azonban, ahogy az a 3.b és 4.b ábrákon is látható, a sugárzás térbeli

jellemzői várhatóan különbözők lesznek, és így a két nyalábvonal komplementerként szolgálhat egymásnak, attól függően, hogy az adott kísérlet milyen sugárzási paramétereket igényel.

Konklúziók

A fázisillesztés rövid áttekintése utána bemutattunk néhány szimulációs eredményt, amely jól demonstrálja ezen problémakör relevanciáját a magasharmonikus sugárzás és attoszekundumos impulzusok keltésekor. A ELI-ALPS két, megvalósítás alatt álló nyalábvonalának optimalizációt célzó vizsgálata emellett útmutatóul szolgál a későbbi kísérletekhez, valamint megmutatta, hogy majd milyen jól kiegészíti egymást ez a két nyalábvonal úgy, hogy közel azonos teljesítményű attoszekundumos impulzusokat szolgáltatnak majd.

Irodalom

1. <http://eli-hu.hu/>
2. Farkas Győző: Attoszekundum időtartamú fényimpulzusok. *Fizikai Szemle* 56/12 (2006) 408–412.
3. Krausz Ferenc: Atomok és elektronok mozgásban. *Fizikai Szemle* 52/1 (2002) 12.
4. Varjú Katalin: Attoszekundumos impulzusok. *Fizikai szemle* 58/3 (2008) 87–92.
5. Balogh Emeric: *Macroscopic study and control of high-order harmonic and attosecond pulse generation in noble gases*. PhD értekezés, Szegedi Tudományegyetem (2014).
6. Christoph Heyl és mtsai.: Scale-invariant nonlinear optics in gases. *Optica* 3 (2016) 75–81.
7. Sergei Kühn és mtsai.: The ELI-ALPS facility: the next generation of attosecond sources. *Journal of Physics B* 50 (2017) 132002.
8. Valer Tosa és mtsai.: Macroscopic generation of attosecond-pulse trains in strongly ionized media. *Physical Review A* 79 (2009) 043828.