

# RÉSZECSKEGYORSÍTÁS EXTRÉM NAGY TÉRERŐSSÉGŰ TERAHERTZES IMPULZUSOKKAL

Tibai Zoltán,<sup>1</sup> Turnár Szabolcs,<sup>1</sup> Kovács Bálint,<sup>1</sup>  
Pálfalvi László,<sup>1</sup> Almási Gábor,<sup>1,3</sup> Hebling János<sup>1,2,3</sup>  
<sup>1</sup>Pécsi Tudományegyetem, PTE-TTK Fizikai Intézet  
<sup>2</sup>MTA–PTE Nagyintenzitású Terahertzes Kutatócsoport  
<sup>3</sup>Pécsi Tudományegyetem, Szentágotthai János Kutatóközpont

A *Fizikai Szemle* korábbi számában [1] extrém nagy elektromos térerősségű terahertzes (THz-es) impulzusok hatékony keltési módszerét, illetve a THz-es impulzusforrások nagyléptékű fejlődését mutattuk be, amelyben komoly szerepet játszott a PTE Fizikai Intézete. Jelen cikkben arra mutatunk néhány megoldást, miként lehet ezen impulzusokat töltött részecskék gyorsítására felhasználni. Az írás első részében elektromos gyorsítással, a másodikban pedig protongyorsítással (iongyorsítással) foglalkozunk.

A néhányszor tíz – néhányszor száz keV energiájú elektroncsomagok széles körben alkalmazhatók az anyagvizsgálat, az orvostudomány és az ipar területén. Velük molekulák, szilárd anyagok és biológiai rendszerek szerkezete vizsgálható, nyomon követhető dinamikájuk, akár atomi szinten, például fázisátmenet vagy olvadás során, nanostruktúrák átalakulási

folyamataiban, kémiai reakciókban. Ultragyors elektronmikroszkópia és -diffrakció segítségével atomi méretű térbeli és fs-os időbeli felbontás érhető el. Ez utóbbit elsősorban az elektroncsomag kezdeti energiaspektrum-szélessége (energiaszórása) és a tértöltés hatása korlátozza. Fontos az elektroncsomag energiájának és – a rövid időtartam megtartása mellett – töltésének növelése. Mindez a hagyományos elektrongyorsítási technikákkal (rádiófrekvenciás, illetve statikus gyorsítók) szemben sokkal költséghatékonyabban és kompaktabb módon oldható meg elektromágneses impulzusok segítségével. Az utóbbi évtizedekben javasolt lézeres gyorsítók az elérhető nagy csúcselektromos térerősségnek köszönhetően alkalmasak lehetnek e célra. A felhasználásra javasolt lézerek – tipikusan – látható, illetve közeli infravörös tartományba eső hullámhossza azonban erősen korlátozza az



*Tibai Zoltán* egyetemi adjunktus, 2011-ben fizikus diplomát, 2016-ban doktori fokozatot szerzett a Pécsi Tudományegyetemen. Fő kutatási területe a lézerimpulzusokkal történő töltött részecskék gyorsításának és manipulációjának modellezése, továbbá a szabadelektron-lézerek szimulációja.



*Turnár Szabolcs* a Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kar Fizikai Intézete Fizika Doktori Iskolájának hallgatója. Kutatási területe a töltött részecskék THz-es impulzusokkal történő gyorsításának szimulációja, asztali méretű részecskégyorsító berendezések tervezése és optimalizálása.



*Kovács Bálint* a PTE Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium fizika szakos tanára, a PTE TTK Fizikai Intézet óraadó tanára. Egyetemi tanulmányai során bekapcsolódott a THz-es impulzusokkal történő részecskégyorsítások számítógépes modelljébe.



*Pálfalvi László* az MTA doktora, a Pécsi Tudományegyetem Kísérleti Fizika Tanszékének tanszékvezető egyetemi tanára. Legjelentősebb tudományos eredményeit a távoli infravörös (THz-es) impulzusforrások fejlesztése, illetve a THz-es impulzusokkal történő részecskégyorsítási lehetőségek területén érte el. Rendszeresen ír tudományos-ismeretterjesztő cikkeket is.



*Almási Gábor* egyetemi docens, fizikus diplomáját 1984-ben a JATE-n, doktori fokozatát 2000-ben az SZTE-n szerezte. 2016-ban a PTE Fizika Doktori Iskolájában habilitált. 2017 óta a PTE Fizikai Intézetének igazgatója. Kutatási tevékenysége a nagy impulzusenergiájú, közel egyciklusú terahertzes impulzusok keltése, illetve a terahertzes források megvalósítása. Az ELI számára készülő terahertzes műszeregyüttest kifejlesztő csoport egyik irányítója. Oktatás- és tudományos-szervezési tevékenységekben vesz részt.



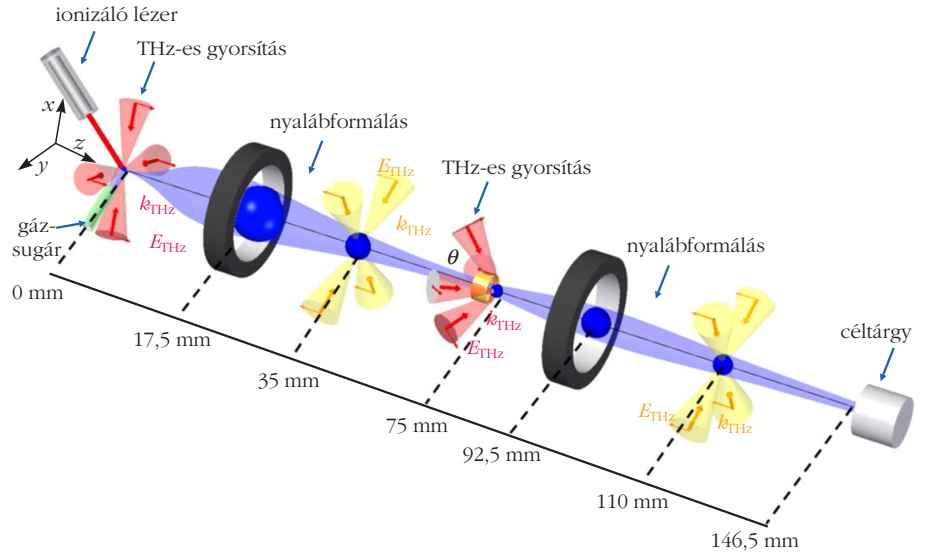
*Hebling János* egyetemi tanár, Széchenyi-díjas lézerfizikus, a PTE Fizikai Intézetének az igazgatója 2008–2018 között. Kutatási területe ultrarövid lézerimpulzusok előállítása és alkalmazása, különös tekintettel a nagyenergiájú terahertzes impulzusok előállítására és ultragyors folyamatok vizsgálatára, valamint részecskék gyorsítására történő felhasználására. Optical Society of America Fellow, a *JOSA B* folyóirat szerkesztője, az EPS QEOD Board tagja.

elektroncsomag töltését, illetve a részecskék és a gyorsító tér közti szinkronizációt, ami a keskeny energiaspektrumú, ultrarövid ( $< 100$  fs) impulzushosszú elektroncsomagok előállításának, mint kitűzött célnak szükséges feltétele.

Az extrém nagy térerősségű THz-es impulzusforrások utóbbi időben bekövetkezett látványos fejlődésének köszönhetően felvetődött, hogy e nehézségeket áthidalhatjuk a THz-es tartomány több százszor hosszabb hullámhosszának ( $\nu = 0,1-0,3$  THz,  $\lambda = 3-1$  mm) előnyeit kihasználva. Jelenleg lítium-niobát ( $\text{LiNbO}_3$ , röviden LN) kristályban történő optikai egyenirányítással MV/cm-es csúcs elektromos térerősség érhető el. Az utóbbi néhány évben javasolt és numerikusan szimulált aberrációtól mentes THz-es sugárforrások nyalábjait fókuszálva pedig több 10 MV/cm-es térerősség érhető majd el rutinszerűen néhány éven belül [1]. Az így keltett THz-es impulzusok további fontos jellemzője az egyciklusosság, amit az alábbiakban bemutatásra kerülő kompakt THz-es elektrongyorsítási koncepciók esetében előnyként használunk ki.

Általunk tervezett, numerikus szimulációkkal optimalizált, elektronforrást (elektronágyút) is tartalmazó THz-es gyorsító elrendezés elvi vázlatát mutatja az 1. ábra [2, 3]. A modellszámítások során az elrendezés minden jellemzőjét a valóságnak megfelelően vettük figyelembe. Az elektronok keltése fúvókával beáramoltatott kripton gáz lézernyalábbal történő többfotonos ionizálásával történik. Az elrendezés két gyorsító fokozatból áll: az elektronágyúból és az (utó)gyorsítóból. Gyorsításhoz az  $x$  és  $-x$ , illetve  $y$  és  $-y$  irányokban szimmetrikusan haladó, egyciklusú, jellemzőiben azonos THz-es impulzusokat használunk, amelyek  $z$  irányú eredő elektromos terének előjelváltása az elektronok keltésének pillanatára van időzítve. Így a szabaddá vált elektronokra csak gyorsítást okozó előjelű THz-es tér hat. A felgyorsított elektroncsomagot transzverzálisan áramtekerccsel fókuszáljuk, majd az elektronágyúhoz hasonló elrendezésben használt THz-es impulzusokkal longitudinálisan összenyomjuk. Ehhez az elektronágyúban alkalmazott néhány MV/cm-es csúcs elektromos térerősségű gyorsító térnél egy nagyságrenddel kisebb térerősségű teret használunk. A 2. ábra mutatja az elektroncsomó elektronjainak haladási irány menti energiaeloszlását a longitudinális kompresszió előtt (piros), illetve közvetlenül az utógyorsítóba történő belépés előtt (kék).

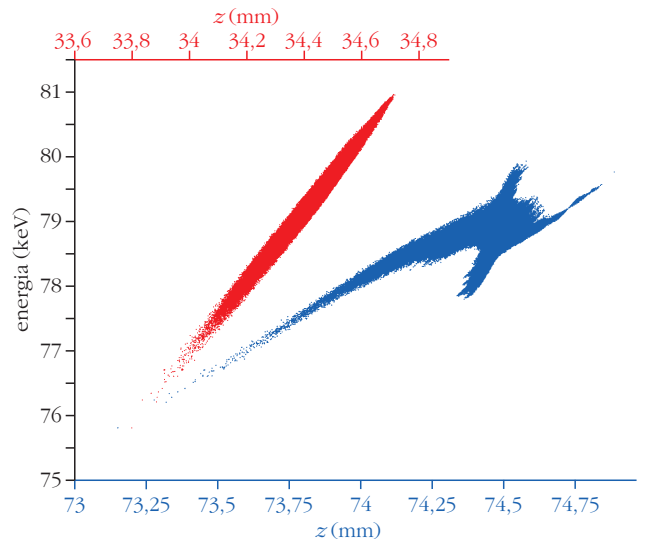
Mivel az elektronok jelentős, körülbelül 80 keV-nek megfelelő sebességgel érkeznek az utógyorsítóhoz, az utógyorsító egység két jellemzőjében külön-

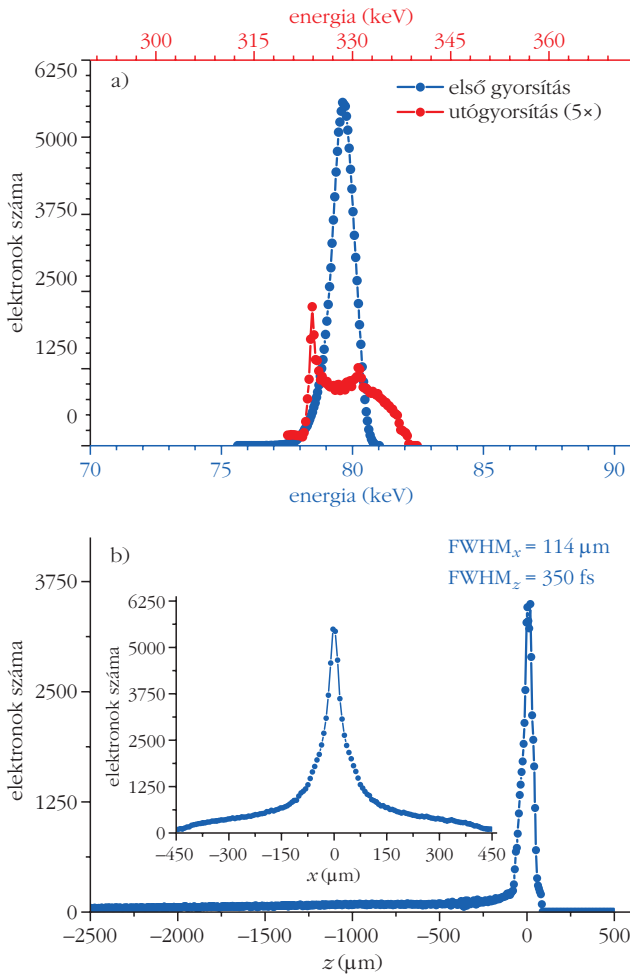


1. ábra. A THz-es impulzusokkal hajtott kompakt elektrongyorsító berendezés elvi vázlatja kék színnel feltüntetve az elektronnyalábot.

bözik az elektronágyútól. Egyrészt a THz-es impulzus azon félciklusát, amely lassítaná az elektronokat egy alkalmasan megválasztott vastagságú és anyagi minőségű (például LN)  $z$  szimmetriatengelyű kifűrt dielektrikum-hengerrel késleltetjük. Másrészt a négy THz-es nyalábot kónuszszerű geometriában használjuk, amelyet az 1. ábra szerinti  $\theta$  szög jellemez. Jóllehet, a  $z$  tengelyen csak  $z$  irányú komponenssel rendelkező eredő elektromos térerősség így lecsökken, de ezt a hatást a megnövekedett kölcsönhatási hossz túlkompenzálja. A  $\theta$  szöveget úgy optimalizáltuk, hogy az energianövekmény maximális legyen. A 3.a ábrán az energiaspektrumot láthatjuk az elektronágyú és az utógyorsító után. Az egyes gyorsító fokozatokat elhagyó elektroncsomó átlagos energiája körülbelül 80, illetve 324 keV. A végső energiaeloszlás előnyösen keskeny, 3% szórással jellemezhető. Az 1. ábra sze-

2. ábra. Az elektroncsomó energiájának longitudinális eloszlása a longitudinális kompresszió előtt (piros, felső skála), illetve a közvetlenül az utógyorsítóba való belépés előtt (kék, alsó skála).

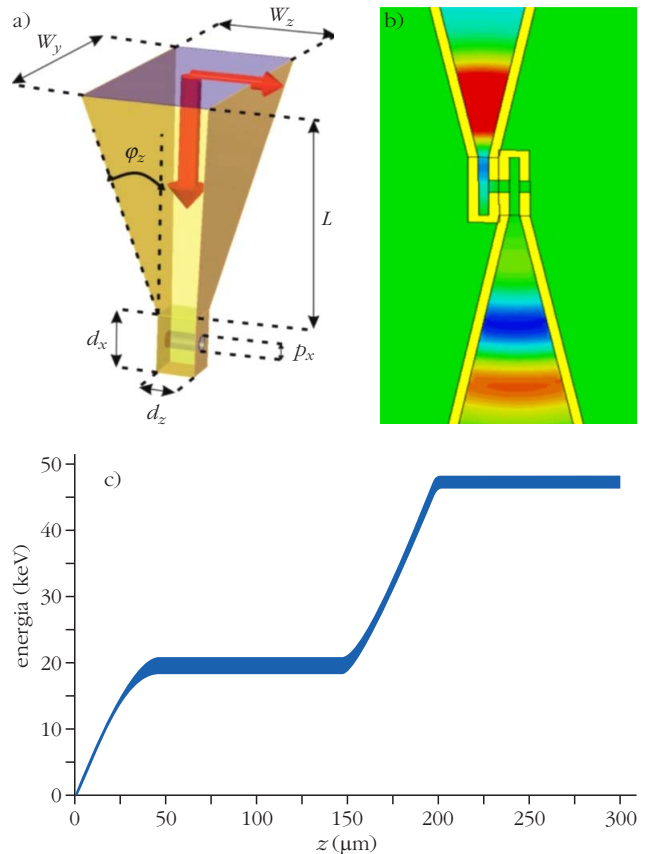




3. ábra. Az energiaspektrum az első, illetve a második gyorsító fokozat után (a). Az elektroncsomó longitudinális eloszlása a felhasználás (céltergy) helyén (b). A betét a transzverzális eloszlást mutatja.

rinti összeállítás paramétereinek beállításánál fontos szempont volt az elektroncsomag longitudinális és transzverzális méretének optimalizálása. A 3.b ábra mutatja a longitudinális, az ábra betéte a transzverzális eloszlást a felhasználás (céltergy) helyén. Az elektronimpulzus hossza (félérték szélessége) 350 fs, ami kedvezően rövid olyan alkalmazásokhoz, amelyek nagy időbeli felbontást igényelnek.

Az előzőekben bemutatott gyorsító berendezés mellett egy kürtöszerű hullámvezetővel rendelkező elektrongyorsítót terveztünk, és optimalizáltunk a 4.a ábrán feltüntetett paraméterek változtatásával. Az  $L$  cm, a  $W_y$  illetve  $W_z$  mm-cm, a  $d_x$   $d_z$  paraméterek pedig 100  $\mu\text{m}$  nagyságrendűek, a pontos adatok részletezését itt mellőzzük. A kürtő anyagára egy lehetőség az aranybevonattal ellátott réz, az abba beérkező THz-es impulzusok egyciklusúak, amelyek a szűkülő hullámvezetőben többciklusúvá válnak. Optimalizált elrendezéssel a csúcspont elektromos térerősség a bemenő érték körülbelül 16-szorosára, 6,5 MV/cm-re növelhető. A gyorsítandó elektronok keltése a kürtő szűk egyenes szakaszában a bal oldali falon (lásd 4.a ábra) történik fotoeffektus segítségével, amelyet a jobb oldali nyíláson beküldött fókuszált lézerrimpul-

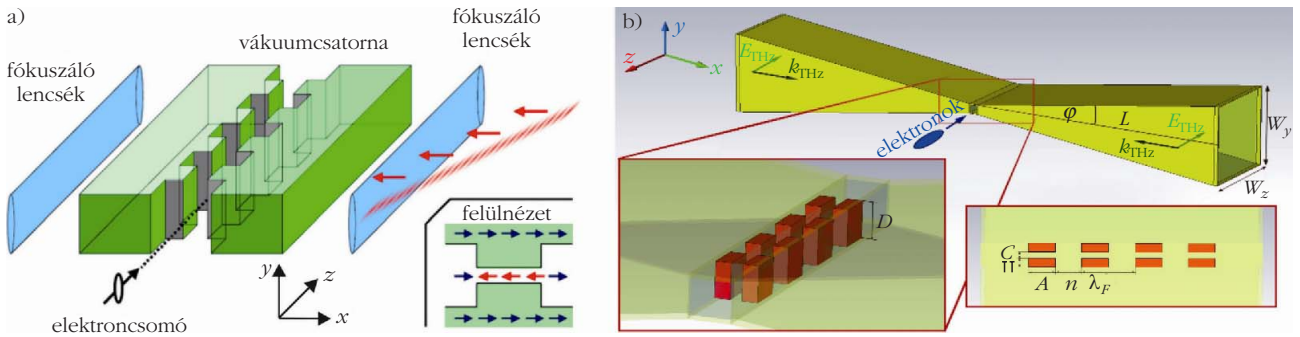


4. ábra. Kürtöszerű hullámvezető elektrongyorsító és annak jellemző paraméterei (a). A két kürtőből álló gyorsító feltüntetve egy adott pillanatra a gyorsító THz-es impulzusok elektromos tereit is (b). Az elektronenergia távolsággal való növekedése (c).

zus vált ki. Lézerrimpulzusként egy 1030 nm hullámhosszú itterbium (Yb) lézerrimpulzusoként (258 nm) impulzusait fogjuk használni. A keletkező elektronok  $< \text{eV}$  energiával, Fermi-Dirac-eloszlásban keltődnek. A gyorsítás – a direkt és a kürtő lezárásáról visszaverődő THz-es impulzusok szuperponálódott elektromos tere által – a kürtő tengelyére merőleges irányban történik.

Hatékony gyorsítás érhető el a 4.b ábra szerinti, egymás után elhelyezett, egymással szembe fordított kürtőkkel, a két meghajtó THz-es impulzus megfelelő időzítésével. Az elektronenergia alakulását a fotokatódtól mért távolsággal a 4.c ábra mutatja optimális szinkronizáció esetén. Mint láthatjuk, a fotokatódból kilépő elektronok 20 keV, majd a második szakaszon 46 keV energiára gyorsíthatók és extrém keskeny (0,2%) energiaspektrum érhető el.

Plettner és munkatársai az 5.a ábra szerinti fogazott kialakítású dielektrikumstruktúrát javasolták elektrongyorsításra [4], majd később demonstrálták annak (elvileg is korlátozott) működését [5]. A két oldalról egymással szembe beérkező látható vagy közeli infravörös tartományba eső gyorsító lézerrimpulzusok  $z$  polarizációjú elektromos tere gyorsítja a vákuumcsatornába relativisztikus sebességgel érkező elektronokat. A fogazott szerkezet megfelelő méretezésével elérhető, hogy a struktúrához megfelelő idő-



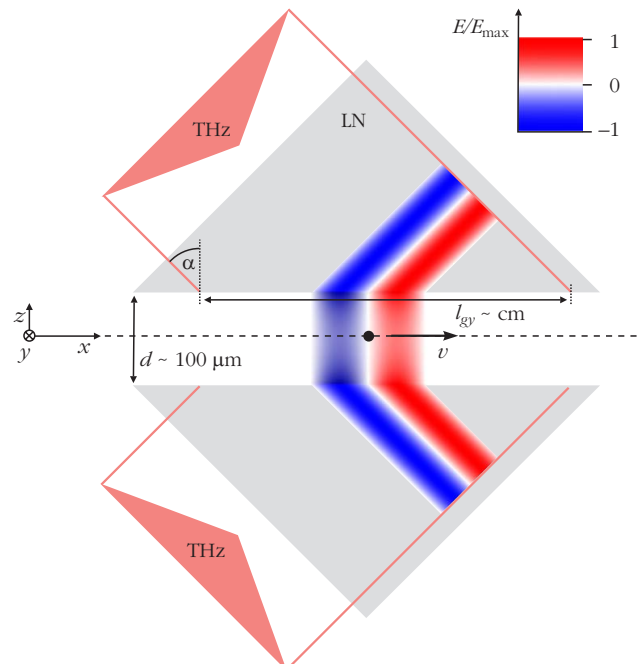
5. ábra. Kettős dielektrikumstruktúra elektroncsomagok lézeres gyorsításához [3] alapján.

pontban érkező elektronok mindig gyorsító irányú elektromos teret érzékeljenek. Az elrendezés gyenge pontját az jelenti, hogy még kis töltésmennyiség mellett sem biztosítható, hogy a gyorsítandó elektroncsomag összes elektronja gyorsító elektromos teret érzékeljen. Ugyanis  $1 \mu\text{m}$  lézerhullámhossz esetén az elektromos tér  $3,3$  fs periódussal oszcillál, a gyorsítandó elektroncsomag időtartama pedig ennek több mint tízszerese. Emiatt az elektronok egy része ugyan gyorsul, de egy másik részük (amely lassító elektromos teret érzékel) lassul.

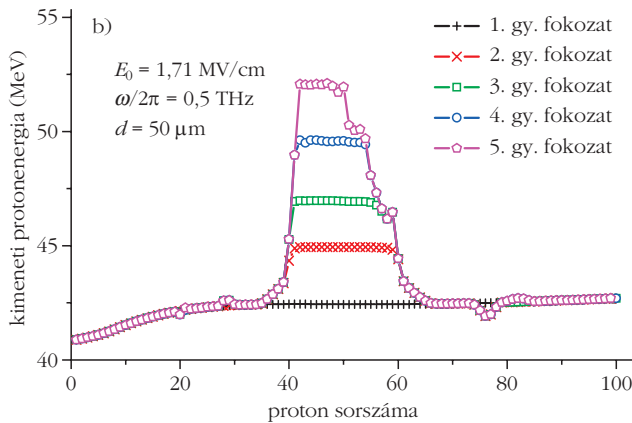
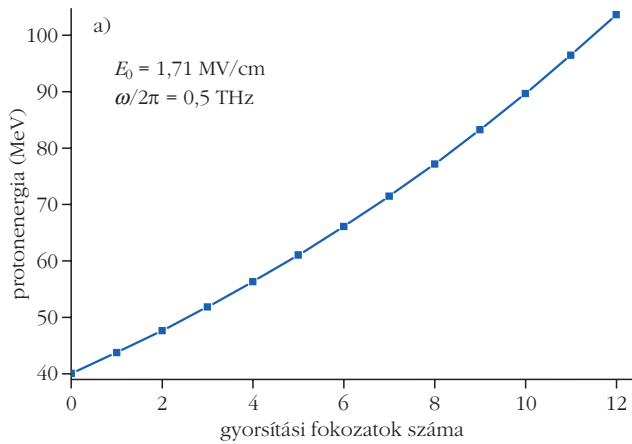
Azonban közeli infravörös lézer impulzusai helyett  $0,3$  THz frekvenciájú impulzusokat használva gyorsításra az elektromos tér ezerszer hosszabb,  $3,3$  ps periódussal oszcillál, és így biztosítható, hogy az összes elektron gyorsító elektromos teret érzékeljen. Ráadásul, az alacsony frekvenciának megfelelő hosszú ( $1$  mm) hullámhossz nagy össztöltésű elektroncsomag gyorsítását teszi lehetővé. Az 5.b ábra mutatja az általunk megtervezett, THz-es impulzusokat alkalmazó dielektrikumos elektrongyorsítót. Dielektrikumként szilíciumot tételeztünk fel, a periodikus struktúrát pedig dupla oszlopsor alkotta, és a 4.a ábrán látható eszközhöz hasonló, de csak egy dimenzióban szűkülő hullámvezető kürtökön keresztül terveztük az egyciklusú THz-es impulzusok becsatolását, amelyek a hullámvezetőben – amire a szilícium oszlopokhoz érnek – többciklusúvá válnak. Numerikus szimulációink során (Computer Simulation Technology)  $1,5$  MV/cm csúcstérerősséget, azaz általunk a jövőben kísérletileg is elérhető  $1$  mJ energiájú THz-es impulzusokat feltételezve megmutattuk, hogy optimális geometria esetén a körülbelül  $350$  keV kezdeti energiájú elektronok energiája megkétszerezhető. Célul tűztük ki, hogy néhány éven belül eljussunk a kísérleti demonstrációig. Ehhez több pályázati forrás (OTKA, NKP) is rendelkezésre áll. Az utóbbi projektben hazai együttműködő partnerek az MTA-EK MFA, ahol a dielektrikumstruktúra mikromegmunkálása történik majd, illetve az ATOMKI, ahol az elektronok detektálására szolgáló detektorrendszer kerül megépítésre. Együttműködést tervezünk továbbá az ELI-ALPS lézeres kutatóközponttal, ahol extrém nagy intenzitású lézernyalábot biztosítanak a kísérletekhez, illetve rendelkezésünkre bocsátják az anyagi minősítésre szolgáló nemlineáris THz-es spektrométert.

A protongyorsítás (tágabb értelemben iongyorsítás) egyik kiemelt jelentőségű felhasználási célja a hadronterápia, ami rákos sejtek nagyenergiájú ionokkal történő elpusztítását jelenti a gammaterápiával elérhetőnél sokkal szelektívebb módon. Ehhez az ionokat hozzávetőlegesen  $100$  MeV energiára kell gyorsítani. A protonon az emberi meghatározott mélységben nyelődnek el és fejtik ki roncsoló hatásukat. Emiatt, a protonenergia helyes megválasztásával el lehet érni, hogy csak a test belsejében, ismert mélységben elhelyezkedő rákos szövet roncsolódjon, az előtte található egészséges szövetet alig érje roncsoló hatás, a mögötte lévő szövet pedig érintetlen maradjon. A kívánt energiaszint elérése mellett követelmény tehát, hogy a részecskenyaláb energiaszórása kicsi legyen. A lézeres protongyorsítás az utóbbi két évtized aktív és alkalmazott kutatási területe. E módszerrel azonban a protonok csupán néhány tíz MeV energiára történő felgyorsítása oldható meg, ami a rákterápiás alkalmazások során nem teszi lehetővé a kellő mélységre történő behatolást a szövetben. A legtöbb alkalmazás szempontjából még jelentősebb

6. ábra. Dielektrikum-prizmapárból álló, THz-es impulzusok evanescens terén alapuló protongyorsító elvi vázlata.







7. ábra. A protonenergia alakulása többfokozatú gyorsítóban (a). Protoncsomagok energiaeloszlása optimalizált többfokozatú gyorsító esetén (b).

probléma, hogy az ilyen módon felgyorsított protonok nagyon széles energiaspektrummal rendelkeznek, ami szintén ellehetetleníti a hadronterápiában történő közvetlen alkalmazásukat.

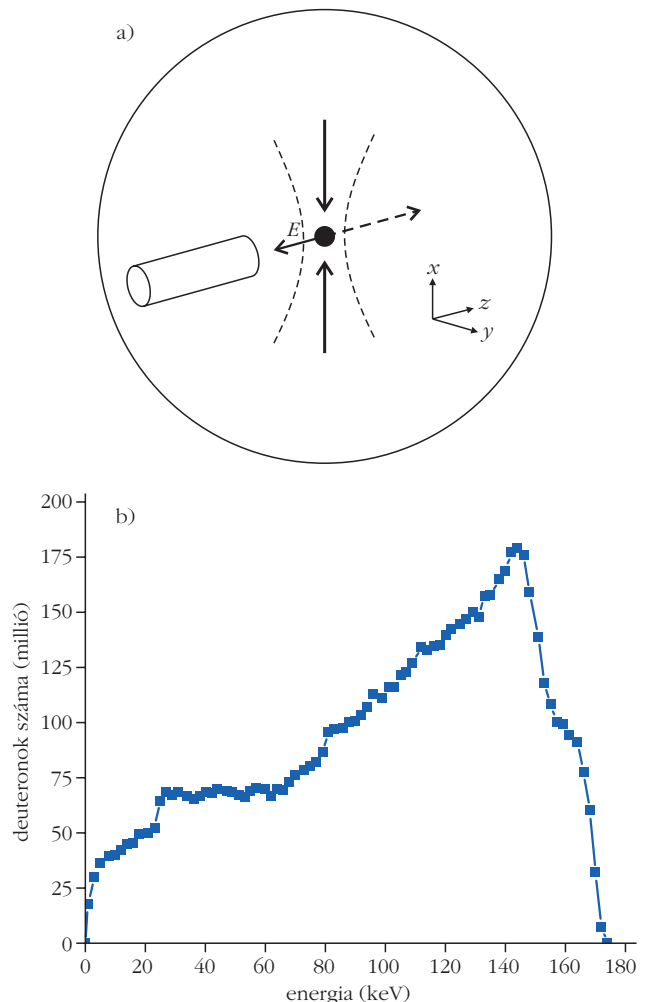
Javasoltunk, majd numerikus szimulációkkal optimalizáltunk egy olyan THz-es impulzusokon alapuló gyorsító elrendezést, amely a lézeres gyorsítókat elhagyó néhányszor 10 MeV energiájú protonokat tovább gyorsítja, és egyúttal a protonnyaláb energiaspektrumát keskenyebbé is teszi [6].

A javasolt utógyorsító a 6. ábrán vázolt, tükörszimmetrikusan elhelyezett dielektrikum-prizmapárból áll. A nagyintenzitású THz-es impulzusokat a kristály belépő felületére merőlegesen csatoljuk be a kristályba az ábrán látható módon. A THz-es nyalábok mindkét prizma felületére merőlegesen érkeznek a határfelületek felé (szimmetrikusan) úgy, hogy azokon teljes visszaverődést szenvedjenek. A prizmák közötti vákuumcsatornában evanescens tér alakul ki, amelynek  $x$  irányú elektromos térkomponense gyorsítja a részecskéket. A megvalósíthatóság feltétele, hogy a vákuumcsatorna szélessége körülbelül  $100 \mu\text{m}$  nagyságrendű legyen, biztosítva a részecskenyaláb akadálytalan haladását. A hatékony működés megköveteli, hogy az evanescens tér amplitúdója a vákuumcsatorna közepe és széle közt ne különbözzön számottevően. A szinkronizáció feltétele pedig, hogy az evanescens

tér fázisának  $x$  irányú sebessége igazodjon a részecskék belépési sebességéhez. E feltételek együttes teljesülése az  $\alpha$  beesési szög, a prizmaanyag törésmutatójának és a THz-es tér hullámhosszának alkalmas megválasztásával érhető el. A néhányszor 10 MeV belépési energia relatíve nagy törésmutatójú prizmák alkalmazását kívánja meg. Emiatt és az LN további előnyös tulajdonságai miatt, az LN prizmák használata ígéretes. Az LN használata mellett további érv, hogy az eszközt továbbfejlesztve az LN prizma egyben THz-es impulzusforrásként is funkcionálhat, ennek részleteit azonban itt mellőzzük.

Szimulációink szerint MV/cm nagyságrendű gyorsító térerősség esetén 1 THz alatti THz-es frekvenciát feltételezve néhány cm gyorsítási hosszon 2-3 MeV energianövekmény érhető el. Azonos gyorsító egységek szekvenciális egymás utáni alkalmazásával az energia szuperlineárisan növekszik, ahogy azt a 7.a ábra mutatja. A 12. gyorsító fokozat végére a hadronterápiához szükséges energia érhető el. Protoncsomagok végzett szimulációk azt mutatják, hogy optimális beállítással a gyorsítás mellett a nyaláb energiaszórásának jelentős csökkentése is elérhető (7.b ábra).

8. ábra. Elvi elrendezés nagyenergiájú ultrarövid protoncsomag (ioncsomag) hatékony előállítására (a), és a keltett deuteroncsomag energiaspektruma (b).



A széleskörű felhasználási lehetőségek miatt a 0,1–10 MeV nagyságrendű energiával rendelkező ionok alkotta ionsomagok előállítására is fontos. Ilyen alkalmazások például különböző anyagszerkezeti kutatások, nukleáris transzmutáció, pozitronforrás biztosítása PET vizsgálathoz, vagy magfúzió indítása. Ezekon kívül az ilyen ionsomagok mikrohullámú gyorsítók ionforrásaként is szolgálhatnak. Utógyorsítást követően pedig a fent említett hadronterápia, mint orvosi alkalmazás lehet egy fontos felhasználási lehetőség.

Nagyintenzitású, közeli infravörös lézerekkel szilárd fóliákból keltett plazmákat használva jelentős és biztató eredményeket értek el lézeres iongyorsítók fejlesztésében. Azonban számos elvi és technikai probléma akadályozza ezen lézeres iongyorsítók elterjedését. Általában nehezen kontrollálhatók a szilárdtestplazmában lejátszódó folyamatok. A sűrű plazmába a lézerimpulzusokkal bevitt energia nagy része nem az ionok gyorsítására, hanem az elektronok fűtésére fordítódik. A keltett ionok energiaspektrumára (energia szerinti eloszlására) általában az jellemző, hogy az energiával exponenciálisan csökken az ionszám, az ionok döntő többsége nagyon kis energiával rendelkezik, és csak egy nagyon kis részüknek nagy az energiája. Olyan esetben érték el a legjobb eredményeket, amikor mindössze néhány nanométer vastagságú fóliát alkalmaztak. Ilyen céltárgy reprodukálható biztosítása azonban a nagy megkívánt ismétlési frekvencia (10 Hz – 1 kHz) esetén szinte lehetetlen feladat.

Kompakt, egyszerű megoldást dolgoztunk ki 0,1–1 MeV energiájú, rendezett kollektív mozgással rendelkező ionsomagok előállítására.

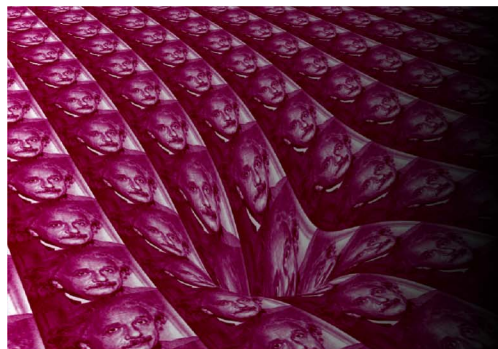
A szabadalmaztatott megoldás szerint az ionsomagok keltése vákuumkamrában történik, ahová fűvőkán keresztül gázt áramoltatunk (8. ábra). A beáramló gázt látható vagy ultraibolya tartományba eső, lefokuszált lézerimpulzusokkal ionizáljuk. Az így nyert plazma térbeli eloszlását az ultrarövid lézerimpulzusok időtartamával és megfelelő fókuszálásával alakítjuk ki. Vizsgálataink gömb, ellipszoid, henger, illetve korong alakú plazmatérfogatra terjedtek ki. A plazma létrehozását követően az elektronokat eltávolítjuk a plazmából egymással szemben haladó egyciklusú, szimmetrikus, lineárisan polarizált, THz-es elektromágneses impulzusok szuperponált terében (állóhullámban). E megoldás sajátossága, hogy az elektronok

eltávolításában közvetlenül a THz-es impulzusok  $E$  elektromos terének van szerepe, ellentétben a korábbi ismert megoldásokkal, ahol a ponderomotoros erő vagy a fénynyomás szerepe volt a döntő. A módszer sajátossága és nagy előnye is egyben, hogy az elektronok eltávolítása (korábban ismert megoldásokkal ellentétben) nem rendezetlenül, hanem rendezett módon, a THz-es impulzusok elektromos térerősségvektora által meghatározott egyenes mentén történik.

Az elektronok eltávolítása után visszamaradó ionok a Coulomb-taszítás miatt szétrepülnek (Coulomb-robbanás), és nagy sebességre valamint energiára tesznek szert. Például, numerikus szimulációk szerint egy körülbelül 0,01 atm nyomású gáz 250  $\mu\text{m}$  hosszú és 25  $\mu\text{m}$  átmérőjű térfogatában lévő deuterongáz ionizálásával létrehozott plazmából az elektronok teljesen eltávolíthatók  $2 \times 2$  darab, páronként egymással szemben haladó, egyciklusú, 10 MV/cm csúcstérerősséggel rendelkező 3 ps periódusidejű THz-es impulzusokkal. A visszamaradó 1,2 nC töltésű deuterionsomag néhány száz ps idő elteltével a 8.b ábrán bemutatott energiaeoszlással rendelkezik. Mint látható, előnyösen – a lézeres iongyorsítókkal ellentétben a nagy energiájú deuteronból van a legtöbb –, és a maximális deuteronenergia 0,18 MeV. Ez az energiaeoszlás lehetővé teszi a deuteroncsomag hatásos felhasználását rövid időtartamú neutroncsomagok előállítására, például nagy időfelbontású anyagszerkezet vizsgálat, vagy sugárszennyező atomok transzmutációja céljából.

#### Irodalom

1. Pálfalvi L., Fülöp J. A., Tóth Gy., Almási G., Hebling J.: Extrém nagy térerősségű terahertzes impulzusok előállítása lítium-niobátban. *Fizikai Szemle* 69/7–8 (2019) 255.
2. Z. Tibai, M. Unferdorben, Sz. Turnár, A. Sharma, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, Relativistic electron acceleration by focused THz pulses. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 51 (2018) 134004.
3. Sz. Turnár, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, Z. Tibai: Design of a compact THz-driven relativistic electron source. *Applied Physics B* 127 (2021) 38.
4. T. Plettner, P. P. Lu, R. L. Byer: Proposed few-optical cycle laser-driven particle accelerator structure. *Phys. Rev. Accel. Beams* 9 (2006) 111301.
5. E. A. Peralta, K. Soong, R. J. England, E. R. Colby, Z. Wu, B. Montazeri, C. McGuinness, J. McNeur, K. J. Leedle, D. Walz, E. B. Sozer, B. Cowan, B. Schwartz, G. Travish, R. L. Byer: Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure. *Nature* 503 (2013) 91.
6. L. Pálfalvi, J.-A. Fülöp, Gy. Tóth, J. Hebling: Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17 (2014) 031301.



**A szerkesztőbizottság fizika tanításáért felelős tagjai kéri mindazokat, akik a fizika vonzóbbá tételére, a tanítás eredményességének fokozására érdekében új módszerekkel, elképzelésekkel próbálkoznak, hogy ezeket osszák meg a Szemle hasábjain az olvasókkal!**

