

Az elemi részecskék fizikájának születésétől, a 20. század 30-as éveitől kezdve a kutatások egyik legfontosabb eszköze a részecskegyorsító lett. A részecskék energiájának növelésével egyre újabb jelenségeket fedeztek és fedeznek fel. A részecskegyorsítók mérete általában növekszik a részecskék energiájával. A méretek szempontjából ökonomikus, körpályán való gyorsítás esetén az elérhető energiát a szinkrotronsugárzás fellépése korlátozza. A LEP gyorsító 4,2 km sugarú pályáján egy elektron 101 GeV-re gyorsul, a sugárzási veszteség 2 GeV egy kör alatt. Egy 290 GeV-es részecske azonban már körönként 50%-ot kisugározna, ezért továbblépést csak lineáris gyorsító jelenthet. (A hadronok nehezebbek, ezért esetükben a szinkrotronsugárzás nem olyan jelentős, az elérhető energia magasabb. A LEP 4,2 km sugarú alagútját felhasználó LHC gyűrűjében a protonok 7 TeV energiára való gyorsításához azonban csak szupravezető mágnesekkel megvalósítható 5,5 tesla térerősség szükséges.)

A lineáris gyorsítók esetében nincsenek elvi határok, nagy energiához csak megfelelő hossz kell. A hosszat a gyorsító tér gradiense határozza meg. Rádiófrekvenciás (GHz) terek esetében az üreg falán történő átütés ezt 50 MV/m-ben maximálja. Emiatt egy 500 GeV-es lineáris gyorsító hagyományos technológiával 50 km hosszú lenne, és ezt mind technológiailag, mind pedig pénzügyileg nehéz megvalósítani.

Egy izgalmas, új lehetőséget kínálnak a nagyteljesítményű lézerek, amelyekkel akár TV/m-nél is nagyobb térerősségek érhetőek el. A cikkben egy lehetséges új gyorsító-típusról, a lézerplazma-gyorsítóról írunk. A lézerplazmában a nagyteljesítményű lézerimpulzus olyan longitudinális plazmahullámot hoz létre, amely a töltött részecskéket gyorsítani képes. Mivel itt az átütés már megtörtént, az előbb említett limit már nem lép fel, plazmahullámokkal akár több száz GV/m gyorsítás is elérhető. Ez az első lépés egy kompakt részecskegyorsító irányában. Napjainkban az ultrarövid lézerimpulzusok elterjedésével rövid ideig hatalmas térerősségek érhetőek el, így az elmúlt években a részecskegyorsítás is mérföldes léptekkel haladt előre. Több száz MeV-os, lézerrel gyorsított kvázi-monokromatikus elektronnyalábot sikerült előállítani, és a proton-, illetve iongyorsítás is havonta szolgált új eredményeket.

Alapfogalmak

Ha az elektromágneses tér viszonylag kicsi, akkor a töltött részecskék, így az elektronok a térerősség irányában végeznek rezgő mozgást. A rezgés periódusa az elektromágneses tér, a lézer terének periódusával egyezik meg, amplitúdóját a térerősség, azaz az intenzitás négyzetgyöke határozza meg. Ez a nemrelativisztikus

eset, amikor az elektron maximális sebessége is jóval kisebb a fénysebességnél ($v \ll c$), a mágneses tér elhanyagolható. Ekkor a rezgés amplitúdója is jóval kisebb a fény hullámhosszánál. Ennek mértékéül egy dimenziótlan amplitúdót – jelöljük a_0 -lal – szokás bevezetni, amely a térerősséggel, pontosabban a vektorpotenciállal arányos. Ez az a_0 összefüggésben áll a lézer intenzitásával és a hullámhosszal az

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_0 \lambda^2}{1,37 \times 10^{18} \text{ W } \mu\text{m} / \text{cm}^2}}$$

formula szerint. A relativisztikus küszöböt $a_0 = 1$ esetén érjük el, amikor az oszcilláció sebessége már megközelíti a fénysebességet. Ebben az esetben az oszcilláció amplitúdója nagyobb a lézer hullámhosszánál, ezért a mágneses tér már nem hanyagolható el az elektronra ható Lorentz-erőben. $1 \mu\text{m}$ lézerfényhullámhossz esetén ez a küszöb $1,37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ intenzitást jelent.

Ez az intenzitás a mai ultrarövid lézerimpulzusokkal akár asztali méretekben is megvalósítható. A lézeres gyorsítás kulcsproblémája az, hogy a lézer transzverzális terét longitudinálissá kell átalakítani azért, hogy a részecskék egy irányban mozogva gyűjtsenek össze energiát. Míg a vákuumban az elektromágneses tér mindig transzverzális, a plazmának léteznek longitudinális sajátrezgései. Ezért a konverzió plazmákban történhet meg, a transzverzális elektromágneses hullám longitudinális plazma- (Langmuir-) hullámmá való átalakításával.

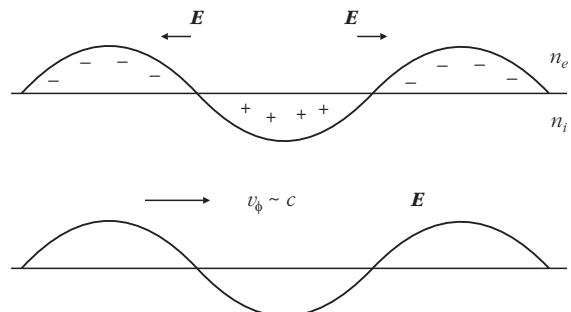
A plazmahullámmal történő elektrongyorsítás fő mechanizmusai

A Langmuir-hullámmal való gyorsítás tárgyalásában *Jean-Raphaël Marques* kiváló összefoglalóját követjük [1]. Az elektronplazma-hullám longitudinális, azaz a térerősség párhuzamos a terjedés \mathbf{k}_p irányával, frekvenciája pedig

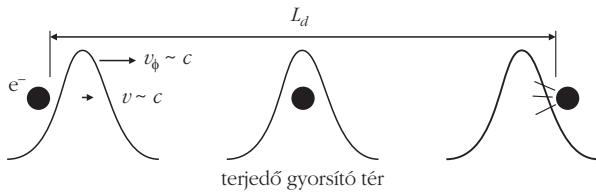
$$\omega_p^2 = \frac{4 \pi n e^2}{m}.$$

Ez már gyorsíthat, és a frekvencia csak a plazma sűrűségétől függ.

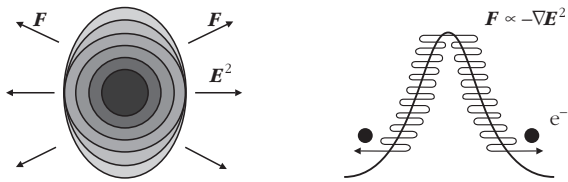
1. ábra. Töltésszétválasztás és a plazmahullám fázissebessége [1]



A munkát az OTKA K 60531 számú szerződése és a NAÜ HUN13579 szerződése támogatta.



2. ábra. A gyorsított részecske utoléri, majd elhagyja a hullámot [1]



3. ábra. A ponderomotoros erő gyorsító szerepe [1]

A transzverzális elektromágneses hullámból longitudinális teret kell csinálni, mégpedig töltésszétválasztással, amint azt az 1. ábra mutatja. Az E elektromos tér hatására az n_e sűrűségű elektronok rezgőmozgást végeznek az n_i elkent ionhátter előtt (az ionok mozgása lassabb, ezért elmozdulásuk elhanyagolható). Ez sűrűségperturbációt hoz létre, amely longitudinális plazmahullámként fog nagy sebességgel mozogni. A térerősség amplitúdója a δn perturbációból a Poisson-egyenlettel határozható meg:

$$E = 4\pi e v_\phi \delta n,$$

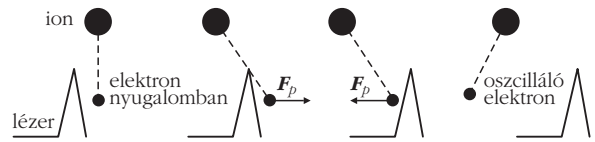
ahol $v_\phi = \omega_p/k_p$, a perturbáció fázissebessége. Mivel a térerősség a sűrűségperturbációtól lineárisan függ, könnyen belátható, hogy 10^{18} cm^{-3} sűrűség esetén 1% sűrűségperturbáció már 1 GV/m longitudinális elektromos teret hozhat létre.

Egy ilyen hullám pontosan úgy gyorsítja az elektront, ahogy a vízhullám a szörfözőt. Szükség van egy kezdeti sebességre! Ha az elektron túl lassú, sebessége jóval kisebb a fénysebességnél, azaz $\beta = v/c \ll \beta_\phi$, vagy ha a hullám nem elég intenzív, akkor a hullám megelőzi a részecskét (szörfözőt), az elektron csak kevés energiát tud nyerni. Ha túl gyors, azaz $\beta \gg \beta_\phi$, akkor hasonlóan keveset gyorsul. Az optimum a közbenső esetben lesz. A hullám vonatkoztatási rendszerében a részecske kezdetben hátrafelé mozog, de mivel a fázissebességek nem sokat különböznek, az elektromos tér sokáig gyorsítja, csapdába esik, végül megelőzi a hullámot (2. ábra). Egy elegendően nagy hullám még a kezdetben nyugvó elektront is magával tudja ragadni.

A plazmahullámok növekedésének mint instabilitásnak, de a gyorsításnak is a fő mozgatója a ponderomotoros erő. A ponderomotoros erő olyan nemlineáris erő, amit egy részecske a gyorsan változó elektromágneses térben érez. Általában a térerősség négyzetének gradiensevel arányos oly módon, hogy a részecskét a nagy fénynyomású helyekről a kisebb térerősségek felé mozdítja. Leggyakrabban használt alakja:

$$\mathbf{F}_p = \frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla E^2(x).$$

Itt e az elektron töltése, ω a fény frekvenciája. Szerepét a részecskegyorsításban a 3. ábra illusztrálja.



4. ábra. Az „ébredő tér”-gyorsítás [1]

A lézerplazmában történő elektrongyorsítás első két mechanizmusát még Tajima és Dawson írta le 1979-ben, mégpedig az „ébredő tér”-gyorsítást (laser wake field acceleration) valamint a „lebegő hullámú”-gyorsítást (beat wave acceleration). Ehhez járult a kettő kombinációja, az „önmodulált ébredő tér”-gyorsítás, valamint az elmúlt év szenzációja, a „buborék”-gyorsítás.

Az ébredő teres gyorsítás

Az ébredő teres gyorsítás az inga elvén működik, amint azt a 4. ábra mutatja. A lézerimpulzus emelkedő élén a ponderomotoros erő az elektronokat előre löki. A fényimpulzus megelőzi az elektronokat, amikor is a leszálló él az elektronokat hátra löki. A rövid impulzus nyomában egy ω_p frekvenciájú rezgés keletkezik. Legjobb, ha az impulzus τ hossza a plazmarezgés periódusának a fele, akkor ez egy rezonanciajelenség.

Az ébredő teres gyorsításhoz még kis sűrűség esetén is ultrarövid impulzus (pl. $n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ esetén 400 fs) kell. A maximálisan kinyerhető energia arányos lesz a lézer intenzitásával és az úgynevezett Rayleigh-hosszal. (Ez az a távolság, amelyen a fókuszált lézerimpulzus a fókusz előtt és után közel párhuzamosan halad.) Célszerű, hogy a hullámhossz közel egyenlő legyen a Rayleigh-hosszal, rövidebb a fázisból való kiesés távolságánál. Az eredmény nem függ a fókuszálástól, mert kisebb fókusz nagyobb térerősséggel, de rövidebb hosszal jár. Például $\lambda = 1 \mu\text{m}$ hullámhosszon egy $E = 10 \text{ J-os}$, $\tau = 100 \text{ ps-os}$ lézer esetén a felgyorsított elektron energiája $\Delta W_{\text{max}} = 1 \text{ GeV}$ lehet.

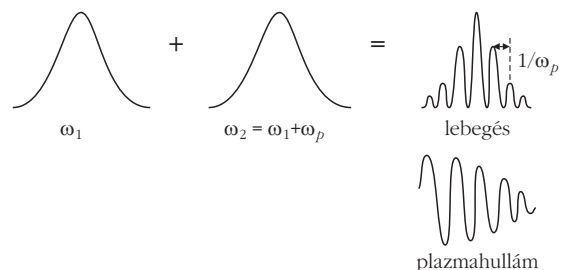
„Lebegő hullámú” gyorsító

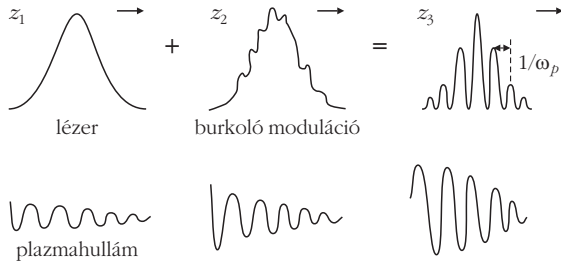
Itt a plazmahullámot két, kicsit eltérő frekvenciájú lézernyaláb keverésével állítják elő (5. ábra):

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \text{ és } \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2.$$

Az eredmény egy $\Delta\omega^{-1}$ -gyel egymást követő impulzusok sorozata lesz. Rezonancia esetén $\omega_p = \Delta\omega$, ekkor a lebegő tér ponderomotoros ereje rezonáns a plazma sajátrezgéseivel, így azok amplitúdója nő. Ha az impulzushossz 100 ps,

5. ábra. A „lebegő hullám” előállítása [1]





6. ábra. Az „önmodulált ébredő tér” keletkezése [1]

akkor az ezer darab 100 fs hosszú mikroimpulzust kelt, így ez a nagyon rezonáns folyamat igen effektív lehet homogén plazmában. A jelenség telítődést mutat, ha az ionok is meg tudnak már mozdulni, és elkenik az elektronhullámokat. Például hidrogénplazmára $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ esetén $\omega_p^{-1} = 2,4 \text{ ps}$.

„Önmodulált ébredő teres” gyorsítás

Az impulzus burkolójának modulációja okozza ezt az önrezonáns plazmahullámkeltést (6. ábra). A lézerpulzus a plazmában

$$n_R = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

törésmutatót érez. Ha kis plazmahullámokat gerjeszt, azok longitudinális és transzverzális plazmagradienseket hoznak létre, amelyek megváltoztatják a törésmutatót. A transzverzális gradiensek fókuszálják, illetve diffraktálják a nyalábot, míg a longitudinálisak lassítják vagy gyorsítják ($v_g = c/n_R$). Ha az impulzushossz elég nagy ($c\tau > \lambda_p$), akkor az impulzus periodikus gradienst lát, és ez a burkolóját épp λ_p -vel modulálja. Az ehhez kapcsolódó ponderomotoros erő rezonánsan növeli a plazmahullámot, ami visszacsatolva ismét az impulzus modulációját növeli tovább. Egydimenziós esetben csak longitudinális moduláció van, ami megegyezik az úgynevezett Raman-instabilitással.

Mivel ez egy önrezonáns folyamat, ezért a plazmahullámok olyan nagyok lehetnek, hogy fellép a hullámtörés. Ekkor a hullámban lévő elektronok rezgési sebessége közel van a hullám fázissebességéhez, és a hullám magával ragadja őket. Még a háttérelatronokat is gyorsítja, így nagy áramokat hozhat létre GeV energiáig. A szükséges nagy sűrűség azonban limitálja a fázissebességet, és vele az elérhető energiát.

Az ezekkel és más mechanizmusokkal gyorsított elektronok megfigyelése már sok csoportnak sikerült az elmúlt évtizedben. A kísérletek közös sajátossága, hogy a megfigyelt elektronok energiája exponenciálisan csökken, a meredekségből meg lehet becsülni a forró elektronok hőmérsékletét. A direkt megfigyeléseket általában a targetek mögött elhelyezett mágneses elektron-spektrométerrel végzik. Az egyik kísérletet például egy Ti-zafír lézer 1 J energiájú, 150 fs impulzushosszú lézerével végezték, a céltárgy pedig gázjet volt. Elektronokat figyeltek meg egészen 12 MeV energiáig, a származtatott hőmérséklet 5 MeV volt. A kísérletek egy részében a mi RMKI-s csoportunk is részt vehetett, ahol szilárdtesten keltett előplazmában gyorsítottunk fel elektronokat. A

szilárdtesten kollimáltan keresztülhaladt elektronnyaláb hőmérséklete valamivel alacsonyabb, 3 MeV volt [3].

A nagyobb energiájú elektronokhoz, még hatékonyabb gyorsításhoz azonban még rövidebb impulzusok szükségesek. Az ébredő térrel történő gyorsítást szépen demonstrálta *Victor Malka* és munkatársainak eredménye, akik szintén 1 J lézere energiával, ámde 35 fs-os impulzushosszal dolgoztak. A fókuszált intenzitás $a_0 = 1,2$ normalizált vektorpotenciálnak felelt meg. Ezzel a néhányszor 10^{19} cm^{-3} sűrűségű gáztargetben az elektronokat egészen 200 MeV-ig gyorsították, a 18 MeV termikus komponens mellett a nagy energiákon egy platót is kaptak.

Látható, hogy a gyorsítás igen hatékony lehet, és a kísérleti eredmények az elmélettel összhangban vannak. A kérdés az, hogy lehet-e az energiát a gyorsítókhöz hasonlóan egy meghatározott tartományba koncentrálni, azaz létrehozható-e közel monokromatikus nyaláb. A válasz igen, amit a „buborék”-gyorsítás tesz lehetővé.

„Buborék”-gyorsítás

A „buborék”-gyorsítás lehetőségét 2002-ben 3-dimenziós, úgynevezett PIC kóddal történt szimulációk vetették fel [4], és két éven belül kísérletileg is megvalósult. A szimulációk során olyan rövid, relativisztikus lézerpulzust feltételeztek, amelynek félértékisélessége megegyezik a plazmahullám félhullámhosszával vagy rövidebb annál. Az intenzitásnak elég nagyoknak kell lennie ahhoz, hogy létrejöhessen a plazmahullám hullámtörése már az első oszcilláció után. Az ehhez szükséges térerősséget az

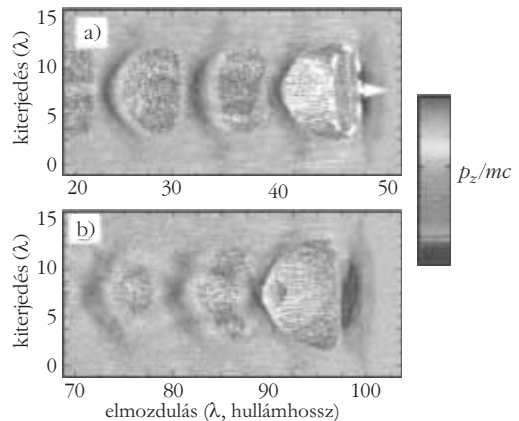
$$\frac{E_{ub}}{E_0} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$$

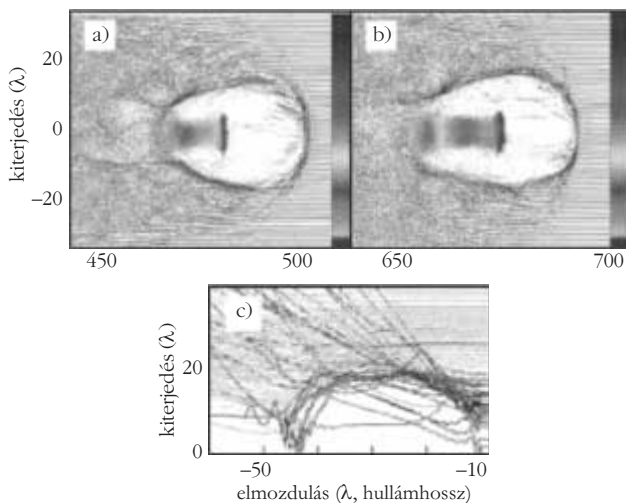
kifejezés adja meg, ahol

$$\gamma_p = \sqrt{1 - \frac{v_g^2}{c^2}} = \frac{\omega_0}{\omega_p}$$

Ebben az esetben a plazmahullám frontja görbült, először a tengely mentén törik, mégpedig korábban, mint a síkhullám. Egy buborék alakul ki, amely csapdába ejti az elektronokat, és így felgyorsítja őket. A 7. ábra mozisze-

7. ábra. A buborék kialakulása, $a_0 = 1,7$, $\tau = 6,6 \text{ fs}$ [4]



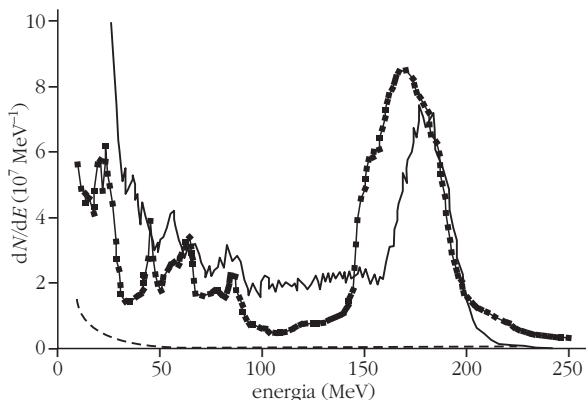


8. *ábra.* Stabil lézerplazmaüreg 12 J, 33 fs impulzus esetén, a) $ct/\lambda = 500$ és b) $ct/\lambda = 700$ időben, valamint a c) elektrontrajektóriák [4]

rően illusztrálja a buborék létrejöttét $a_0 = 1,7$ intenzitásnál, 1 μm hullámhossz és 6,6 fs impulzus esetén. A hullámfront balról jobbra halad, minden egyes numerikus elektront egy pontoska jelöl, az árnyalat pedig az impulzusát. A 7.a *ábrán* látható, hogy a lézerimpulzus lavinaszerűen nyomja maga előtt a néhány MeV energiájú elektronokat, maga mögött kis sűrűségű régiót hagyva. A front meggömbül, majd a tengely felé török, és ez már a fenti térorösség-limit harmadánál megtörténik. A buborék igen stabil képződmény, több mint $100 \lambda_p$ hosszát tesz meg, a belül csapdába ejtett elektronokat pedig magával ragadja. A hatékonyság igen nagy, akár a lézerenergia 15%-át is kiteheti a csapdázott elektronok (10^9 db) összenergiája.

A 8. *ábra* az erősen relativisztikus esetet illusztrálja, ahol $a_0 = 10$, $\tau = 33$ fs, az impulzus 10^{19} cm^{-3} sűrűségű plazmában halad. Látható, hogy a buborék egész $ct/\lambda = 700$ -ig stabil marad. A buborék maga minden mögöttes struktúrát megszüntet, idővel egyre megnyúltabb lesz. A buborék közepén nagy mennyiségű elektron található erősen összenyomva. A 8.b *ábrán* ez már $3,5 \times 10^{10}$ elektront jelent, amelyek kvázi-monokromatikusak, az energia 300 ± 30 MeV, ami a lézer energiájának 15%-át jelenti. A 8.c *ábra* az elektrontrajektóriákat mutatja. Az üreg közepén láthatók a csapdába esett elektronok, amelyeknek a frontja igen meredek.

9. *ábra.* A LOA-ban megfigyelt (szélesebb) és a számított kvázi-monokromatikus 170 MeV-es elektronnyaláb [5]



A „buborék”-gyorsítást 2004-ben az angol Rutherford Laboratórium, az amerikai Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), valamint a francia Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) is megvalósította egyidejűleg, cikkeiket a *Nature* című folyóirat ugyanabban a számban közzétették [5]. A francia csoport eredményeit ismertettük röviden. 170 ± 20 MeV energiájú szűk csúcsot sikerült kapniuk. A szűk spektrumú elektronnyaláb $0,5 \pm 0,2$ nC töltést tartalmazott, ami 100 mJ-t, azaz a lézer energiájának 10%-át jelenti. A kísérleti eredmények kiváló összhangban vannak az elméleti számításokkal (9. *ábra*). A másik két laboratórium keskenyebb spektrumot kapott, de kisebb energiával.

Ezzel a módszerrel több száz GeV/m gyorsító feszültség is elérhető. A monoenergetikus nyalábot a fókuszálási paraméterek és a gáz sűrűségének változtatásával lehet optimalizálni. Az elektronok energiáját emellett még a kölcsönhatási hossz növelésével lehet növelni. Ehhez az is szükséges, hogy a nagy kölcsönhatási hosszban a lézerfény egy önfokuszált csatornában kollimáltan haladjon. Az LBNL legújabb kísérletében kapilláriskiszülést használtak, amelyben a kölcsönhatási hossz növelésével az 1 GeV energiát is sikerült elérni [6]. Megmutatták azt is, hogy a kapott ultrarelativistikus elektronnyaláb jól kollimáltan halad, a divergenciája 1 mrad körül volt. Megjegyezzük még azt is, hogy a kollimált elektronnyaláb impulzushossza közelítőleg megegyezik a lézerével, ami jelen esetben 50 fs volt. Az új kísérleti eredmények ismertetése a Szegeden megrendezett IAMP106 konferencia egyik szenzációja volt [6].

Egyéb részecskék gyorsítása

A lézerplazma-kölcsönhatásokban a fény közvetlenül az elektronokkal hat kölcsön, azokat gyorsítja. A kölcsönhatásokban azonban ionok, elsősorban protonok is hatékonyan gyorsíthatók. A legnagyobb, PW teljesítményű lézerrel végzett kísérletek egyik legizgalmasabb meglepetése az volt, hogy intenzív, gyors protonnyalábot figyeltek meg vékony targetek hátoldalán. A nagy intenzitás és a kollimált nyaláb felvetette a lézerfúzió úgynevezett gyors begyűjtésos módszerében, valamint különböző diagnosztikákban – például, éles árnyképfelvételek készíthetők protonokkal – való alkalmazás lehetőségét. Azóta már több MV/ μm -os gyorsító térrel protonokat figyeltek meg több száz MeV-ig, valamint nehezebb ionokat (C, F, Al és Pb) egészen 7 MeV/nukleonig [7].

A lézer ebben az esetben is először, a szilárdtest lézer felőli oldalán, az elektronokat gyorsítja. A gyors elektronok közel párhuzamos nyalábban keresztülszaladnak a targeten, majd a target hátoldalán kilépve elektromos kettősréteget hoznak létre ($E > 5 \times 10^{11} \text{ V/m}$), amely az ott lévő protonokat, illetve egyéb ionokat kifelé gyorsítja, a céltárgyra merőlegesen. Az első kísérletekben, meglepetésre, minden target hátoldaláról protonok gyorsultak, ezek a rajtuk lévő szennyeződésekől származtak. Azóta sikerült már nagyobb tömegszámú ionokat is gyorsítani. Ehhez különböző módszerekkel (pl. a vákuumbeli kifűtés) meg kell tisztítani a felületet. A monoenergetikus ion-

nyaláb eléréséhez emellett rétegzett, illetve mikrostrukturált targeteket használnak. Ezekkel sikerült nukleononként több MeV energiát elérni. Még nem versenyezhetnek a hagyományos iongyorsítókkal, de már ma is alkalmasak arra, hogy kiinduló nyalábot szolgáltatassanak számukra. Rendkívül izgalmasak a protonterápiás és egyéb orvosi alkalmazások is.

Talán már ebből a rövid összefoglalóból is kiderült, hogy a lézeres részecskegyorsítás fantasztikus új lehetőségeket jelent. Egyelőre még nem érjük el a konvencionális gyorsítók legnagyobb energiáit, de a kapott energiákkal már magfizikai és fotonukleáris reakciókat, aktivációs analízist stb. is lehetett végezni. Egy érdekes alkalmazásként viszonylag kisméretű lézerral pozitronokat sikerült kelteni, a kapott ráta másodpercenként 10^7 pozitron volt [8]. A pozitronkeltés a gyors elektronoknak az ionok terében keltett fékezési sugárzásával, illetve a trident folyamattal (virtuális fotonok kicserélése) történt.

Irodalom

1. J.R. MARQUES – in Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields (szerk.: D. Batani, C.J. Joachim, S. Martellucci, A.N. Chester) Kluwer Academic/Plenum Publ. NY. 339–350, 2001.
2. T. TAJIMA, J. DAWSON – Phys. Rev. Lett. 69(1979) 267
3. M. KALUZA, I.B. FÖLDES, E. RÁCZ, M.I.K. SANTALA, G.D. TSAKIRIS, K.-J. WITTE – IEEE Trans. Plasma Sci. 33(2005) 480
4. A. PUKHOV, J. MEYER-TER-VEHN – Appl. Phys. B 74(2002) 355
5. S.P.D. MANGLES ET AL. – Nature 431(2004) 535, C.G.R. GEDDES ET AL. – Nature 431(2004) 538 és J. FAURE ET AL. – Nature 431(2004) 541
6. Cs. TÓTH ET AL. – IAMP 2006, Book of Abstracts, Szeged és W.P. LEEMANS ET AL. Nature Physics 2(2006) 696
7. P. MCKENNA – Phys. Rev. E 70(2004) 036405
8. G. GAHN ET AL. – Appl. Phys. Lett. 77(2000) 2662

25 ÉVES A RUGALMAS ELEKTRONSZÓRÁS-SPEKTROMETRIA

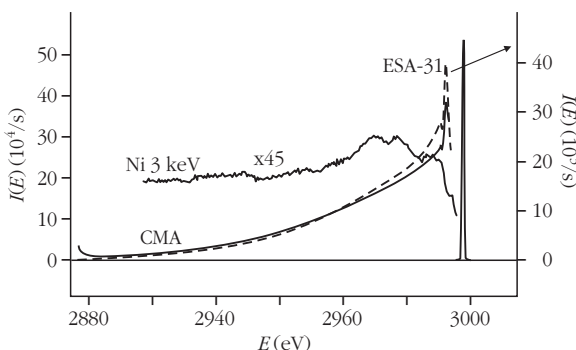
Gergely György

Professor emeritus instituti, MTA MFA

Szilárdtestek felületét elektronokkal bombázva az elektronok nagy része behatol az anyagba, kisebb hányaduk több-kevesebb energiavesztéssel visszaszóródik, folytonos spektrumot alkot. Az energiavesztés nélküli szórás rugalmas szórásnak nevezzük. Ezzel foglalkozik a rugalmas elektronszórás-spektroszkópia, melyet 1981-ben az MTA MFKI-ban fejlesztettünk ki, alkalmazásával 1997 óta az MTA MFA-ban folytatjuk a kutatásokat. Nemzetközileg elfogadott jele EPES (Elastic Peak Electron Spectroscopy) [1]. Definícióját és jelét az ISO is felvette 18115/7.26 számmal. Az RBS mellett ez a második hazai felületvizsgálati eljárás, melyet az ISO felvett listájára.

A *Fizikai Szemlé*ben 1988-ban ismertettem az eljárást [2], mely indulása óta folyamatosan továbbfejlődött. A hivatkozásokból kitűnik, hogy 16 ország 33 kutatóhelye alkalmazta és fejlesztette tovább. 2002-ben tanulmányban [3] foglaltam össze a nemzetközi kutatások addigi eredményeit, de azóta is lényeges előrehaladás történt mind az MFA-ban, mind külföldön. Jelen megemlékezésem kereteit messze túllépné ezek ismertetése, ezért inkább [3] munkámra utalok a részletek tekintetében.

1. ábra. Ni teljes visszaszórási spektruma. Az ESA 31 (ATOMKI) és K. Goto CMA-eredményeinek összehasonlítása. Az ábra tartalmazza az Ni veszteségi spektrumát is a rugalmas csúcs mellett.



Valamely szilárdtest felületét elektronokkal bombázva megjelenik az elektronok energiatfüggő spektruma: a szekunder elektronokat ($E < 50$ eV) a visszaszórt elektronok folytonos spektruma követi, erre rakódnak az Auger- és veszteségi csúcsok. Az 1. ábra mutatja a Ni teljes spektrumát K. Goto féle CMA-val (Cylindrical Mirror Analyser, hengeres tükör analízátor) összehasonlítva, továbbá a rugalmas csúcs közelében a veszteségi spektrumot.

Tekintsük át az elektrontranszport-folyamatokat: ezek eredménye a teljes visszaszórási spektrum. A behatoló elektron rugalmas és rugalmatlan (veszteséges) szórásokat szenved. Két szórás, ütközés között λ_e a rugalmas, λ_i a rugalmatlan közepes szabad úthossz (IMFP), $\lambda_e < \lambda_i$. Általában több rugalmas szórás után az elektron energiát veszít. E szórási folyamatokat az atom elektronjai és a szilárdtest határozzák meg. Közleményem csak a rugalmasan szórt elektronokra korlátozódik. A rugalmas szórás az elektronok irányváltozásával jár, a spektrométerbe történő visszaszórás látjuk a rugalmas csúcsban. Mellőzve a részleteket, szólnom kell még két fontos folyamatról. Lényegesen kisebb veszteséget okoz az elektron atommag által okozott Rutherford-szórása, visszalökés (recoil) hatás. Alapvetően fontos az elektronok behatolásánál és kilépésénél bekövetkező felületi veszteség. A transzportfolyamatok határozzák meg a rugalmas csúcs intenzitását és irányeloszlását.

A spektrumban $E = E_p$ -nél a legnagyobb csúcs, a rugalmas csúcs jelenik meg [1, 2]. Az elektronok rugalmas szórása a legerősebb elektron-atom kölcsönhatás. Ennek energiája azonban csak közelítőleg E_p , pontos helyzetét az elektronok Rutherford-típusú szóródása határozza meg. Az eltolódás

$$\Delta E_{rec} = E \frac{m}{M} \sin\Theta,$$

ahol m az elektron, M az atom tömege, Θ a szórás szöge. Ez 2 keV-en C (grafit) esetében 300 meV, de a H eseté-