

# fizikai szemle

2020/4

# 2020 KREATÍV FIZIKA TÁBOR

A JÖVŐ MÉRNÖKEINEK TÁBORA

elektronikai, robotépítő és  
programozó foglalkozások és más  
érdekes program egy lenyűgöző  
környezetben



kreatív, csapatépítő és szabadidős  
foglalkozások közül válogathatsz

3D-tervezés, -programozás és -nyomtatás  
látványos fizika kísérletek, bemutatók és  
gyakorlati foglalkozások

RÉSZVÉTELI DÍJ: 39600 Ft



**Építs eszközöket a fizika segítségével!**

**A fizika, technika, természet és informatika iránt  
érelklödő 5-8. osztályos diákok számára,  
és 8-12. osztályosok számára a Zemplénben**

**JÚL.  
12-17.**

fizikai projektek, trükkös fizika, fizika a mindennapokban,  
fizika a zenében, fizika a hétköznapiakban

PUSZTAFALU  
Öregbence  
Turistaház

további részletek: [www.facebook.com/kreativfizika/](http://www.facebook.com/kreativfizika/)

<https://kreativfizika.webnode.hu/>

Jelentkezés: [beszedaimre@gmail.com](mailto:beszedaimre@gmail.com) vagy [stonawskiegmail.com](mailto:stonawskiegmail.com)  
Beszedaimre, tel.: 06 20 419 0224 vagy Stonawski Tamás 06 20 460 3552



## Philip W. Anderson (1923–2020)

Ez év március 29-én 96 éves korában elhunyt *Phil Anderson*, a modern szilárdtest-fizika egyik legkiemelkedőbb alakja. Nem üstökösként robbant be a tudományos életbe, hatása viszont annál nagyobb lett. A Harvardon szerzett PhD után majd egy emberöltőn át, 35 évig volt a Bell Laboratories munkatársa, ahol kezdetben olyanokkal dolgozott együtt, mint *John Bardeen*, *Conyers Herring*, *Charles Kittel*, *Bill Shockley* vagy *Gregory Wannier*, mindannyian a szilárdtest-fizika klasszikusai. Közben 1967 és 1975 között az angliai Cambridge-ben, majd Princetonban volt félállású egyetemi tanár. 1984-ben a Bellből nyugdíjba menve professor emeritusként tevékenykedett tovább Princetonban. Diákjai közül elég *Brian Josephson*t megemlíteni, akinek Anderson szupravezetésről szóló előadása közben jutott eszébe a később róla elnevezett jelenség lehetősége.

Anderson munkásságának hatását nagyon jól érzékeltetik a szakirodalomban a nevéhez kapcsolt fizikai fogalmak: a híg ötvözetek viselkedésének leírására szolgáló Anderson-modell vagy Anderson-féle Hamilton-operátor, a Kondo-probléma megoldására javasolt Anderson–Yuval-módszer, az elektron-állapotok rendezetlenség hatására fellépő Anderson-lokalizációja, az emiatt bekövetkező Anderson-féle fém-szigetelő átalakulás és a létrejövő Anderson-szigetelő, a szuperfolyékony  $^3\text{He}$  Anderson–Morel- vagy Anderson–Brinkman–Morel-fázisa, a konvencionális szupravezető fázis nemmágneses szennyezőkre való érzéketlenségét kimondó Anderson-tétel, a spinűvek Edwards–Anderson-modellje vagy a spinűvegállapot Edwards–Anderson-rendparamétere.

Nem viseli a nevét, helyette a „Négyek Bandája”-ként – Gang of Four (Ki emlékezik ma már a kínai kulturális forradalom idején, Mao halála után a hatalmi harcban végül alulmaradt négyek bandájára?) – emlegetik azon cikk szerzőit, közöttük Andersont, amelyben a lokalizáció skálaelméletét dolgozták ki.

A fémbe tett egyetlen szennyező atom mágneses vagy nemmágneses viselkedése, az elektronok mozgása rendezetlen rendszerekben, vagy a véletlenszerűen elhelyezkedő és ezért hol ferromágneses, hol antiferromágneses kölcsönható mágneses atomok rendszerének problémája nagyon könnyen megfogalmazható feladatok, a viselkedés tényleges megértése, pontos leírása azonban rendkívül messze, nagyon mélyre vezet. Munkásságával egészen új területeket nyitott meg a komplex rendszerek viselkedésének kutatásában is. Anderson egyszerre volt az ilyen problémák felismerésének és megoldásának mestere. A mágneses és rendezetlen rendszerek elméleti vizsgálatában elért eredményeiért kapta meg – *Sir Nevill Francis Mott*-tal és *John Hasbrouck van Vleck*kel, egykori doktori témavezetőjével megosztva – a Nobel-díjat 1977-ben.

A magas átmeneti hőmérsékletű szupravezetők felfedezése után sokat foglalkozott a jelenség, és különösen is ezen anyagok „normális” állapotbeli szokatlan viselkedésének értelmezésével. Ennek érdekes magyar vonatkozása, hogy visszanyúlt egy korábbi ötletéhez, a rezonáló vegyértékkötéshez, nagyon népszerűvé téve azt, amelyet évtizedekkel korábban *Fazekas Patrikkal* együtt igen sikeresen alkalmaztak a frusztrált mágneses anyagok viselkedésének leírására.

Ha már az Anderson nevéhez kötődő fizikai fogalmakkal kezdünk, nem lenne teljes ez a megemlékezés, ha nem említenénk meg Andersonnak egy 1963-ban publikált munkáját. Elsőként, *Brout*, *Englert*, *Higgs* és mások cikkeit is megelőzve, ő mutatta meg, hogy mértékszimetriával rendelkező rendszerekben a mértékbozonnal való kölcsönhatás tiltott tartományt (gapet) generál az egyébként gap nélküli Goldstone-bozonok energiaspektrumában. 1964-es cikkében Higgs maga is említi, hogy az általa vizsgált jelenség az Anderson-féle plazmonjelenség relativisztikus analogonja. Így a szokásosan Higgs-mechanizmusnak nevezett mechanizmus helyes megnevezésében is ott a helye a most eltávozott Phil Andersonnak.

Sólyom Jenő

Wigner FK és ELTE Fizikai Intézet

# Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, a Magyar Biofizikai Társaság, a Magyar Nukleáris Társaság és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

Főszerkesztő:  
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:  
Biró László Péter, Czitrovsky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Hebling János, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Koppa Pál, Ormos Pál, Papp Katalin, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:  
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:  
szerkesztok@fizikaiszemle.hu  
A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

A folyóirat honlapja:  
<http://www.fizikaiszemle.hu>



A címlapon:

Xavier Cortada (Pete Markowitz fizikus részvételével):  $H \rightarrow WW$ , a Higgs-bozon nyomában alkotásának részlete. A művészet és a CMS kísérlet kapcsolatáról lásd az apróbetűs megjegyzést a 121. oldalon.

A hátsó borítón:

A művész e sorozatának további darabjai.

## TARTALOM

- Sólyom Jenő: Philip W. Anderson (1923–2020) 109
- Tóth Eszter: Morzsák a magfizika történetéből – 2. rész 111  
*Érdekességek a magfizika bősorának legendás személyiségeivel kapcsolatban.*
- Veszprémi Viktor: A Higgs-bozon kutatása: befejezett vagy csak most kezdődik? 118  
*A Higgs-bozonnal kapcsolatos ismereteink bővítésére irányuló, az LHC-nél közeljövőben tervezett kísérletek bemutatása.*
- Kardos Ádám, Somogyi Gábor, Tulipánt Zoltán, Stefan Kluth, Andrii Verbitskyi: Milyen erős az erős kölcsönhatás? 124  
*Az erős csatolás egy új meghatározása az elektron-pozitron szétsugárzásban mért energia-energia korreláció alapján.*
- Hetényi Balázs: Az anyag polarizációjának modern elmélete 129  
– A polarizáció teljes eloszlásának kiszámolása kristályos rendszerekben  
*A kristályok polarizációelméletének és a polarizációeloszlás számításának bemutatása.*
- Radó János, Dücső Csaba, Szabó Gábor, Zbigniew Nawrat, Fürjes Péter: Erővisszajelzés és mesterséges tapintás a Minimálisan Invazív Sebészethetben – okos laparoszkópok és sebészeti robotok 134  
*A bemutatott kutatás-fejlesztés során megalkottak egy tapintásérzékeléssel és erő-visszacsatolással rendelkező kísérleti sebészetirobot-rendszert.*
- A FIZIKA TANÍTÁSA**
- Stonawski Tamás, Fülöp Csilla: Mit jelent a tér a fizikának és a művészetnek? 141  
*A tudományos és művészeti erővonalak összevetése színesebbé és vonzóbbá teheti a fizikaórákat.*

J. Sólyom: Philip W. Anderson (1923–2020)

E. Tóth: Excerpts from the history of nuclear physics – part 2

V. Veszprémi: Research on the Higgs boson: completed or just starting?

Á. Kardos, G. Somogyi, Z. Tulipánt, S. Kluth, A. Verbitskyi: How strong is the strong interaction?

B. Hetényi: Modern theory of polarization of matter – calculation of total polarization distribution in crystalline systems

J. Radó, Cs. Dücső, G. Szabó, Z. Nawrat, P. Fürjes: Force feedback and artificial haptical sensing in Minimally Invasive Surgery – smart laparoscopes and surgical robots

## TEACHING PHYSICS

T. Stonawski, Cs. Fülöp: What is the meaning of space in physics and in art?

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



# MORZSÁK A MAGFIZIKA HŐSKORÁBÓL – 2. RÉSZ

Tóth Eszter  
Vác

Ernest Rutherford legkésőbb 1911. március 7-én bejelentette a világnak, hogy kísérleti tapasztalatai szerint az atom pozitív töltése és csaknem teljes tömege az atom közepén egy picinyke térfogatban van jelen. Ekkor már majdnem 40 éves.

Rutherford 1871. augusztus 30-án született Új-Zélandon, Christchurch-től nem messze, Brightwaterben. Édesapja (James) kisgyerekként 1842-ben érkezett Új-Zélandra, ahol később farmer és kerékgyártó lett. Édesanyja, Martha Thompson gyerekként, 1855-ben érkezett özvegy édesanyjával, felnőttként az angol irodalom tanáraként dolgozott. Rutherfordnak 11 testvére volt. Nagyon szerény körülmények között éltek. Noha Ernest kitűnő tanuló volt elemtől az egyetem elvégzéséig, rendszeresen részt vett a farm fenntartásában, magyarul a kemény paraszti munkákban. 1893-ban a christchurch-i Új-Zéland Egyetemen maradt a nagyfrekvenciájú áram mágnesező hatásának vizsgálatára, és persze az – akkor a fiatalok fantáziáját izgató – Hertz-féle hullámokkal (lényegében rádióhullámokkal) foglalkozott. Közben megpályázott egy angliai ösztöndíjat a Cambridge Egyetemre. Az ösztöndíjat elnyerte. 1894 végén (a déli féltekén nyár) éppen a krumplit ásta ki, amikor édesanyja a táviratot lobogtatva, a jó hírt messziről kiabálva szaladt ki hozzá a krumpliföldre. Rutherford odavágta az ásót, és széles mosollyal kiabált vissza: „Ez az utolsó krumpli, amit kiások!”<sup>12</sup> 1895 szeptemberében elhagyott Angliába.

Rutherford szegény volt. Szerette volna feleségül venni az új-zélandi Mary Newtont. De ehhez valami módon pénzre kellett volna szert tennie. Cambridge-i ösztöndíjának első évében az elektromágneses hullámok vizsgálatával – lényegében Marconi előtt – felismerte és csaknem megvalósította a rádió adás-vételt (*Elektromos hullámok mágneses detektora és annak néhány alkalmazása* – 1896. június 18., Royal Society, London<sup>13</sup>). Rutherford úgy érezte, hogy ez a munkája hozna elég pénzt a házasodáshoz. Jól érezte... Marconi, aki nagyon gazdag olasz családból származott, a rádióból még jobban meggazdagodott.

1896 januárjában érkezett a hír Cambridge-be, hogy a német Wilhelm Röntgen felfedezett egy nagy

áthatoló képességű sugárzást.<sup>14</sup> (1901-ben Röntgen kapta az első Nobel-díjat.) Rutherford cambridge-i főnökét, J. J. Thomstont izgalomba hozta a hír. Ő éppen olyan kísérleti berendezéssel, a katódsugárcsővel foglalkozott, mint Röntgen. Csak ők ketten egészen másra figyeltek. Thomson megkérdőjelezte, hogy a katódsugárcsőben elektromágneses sugárzás volna, és e sugárzás miben létét vizsgálta. Míg Röntgen szentül hitte, hogy a katódsugár elektromágneses hullám, és azt figyelte, hogy a katódsugár az anódra érkezésekor milyen másik sugárzást vált ki. A katódon kiváltott sugárzás valóban elektromágneses anyag, ma röntgen-sugárzásnak, vagy Röntgen eredeti javaslatára (és angolul) X-ray-nek nevezzük. Szóval: Thomson nem ért rá a röntgen-sugárzással foglalkozni, az elektront készült éppen felfedezni, ezért szerette volna azt Rutherfordra bízni. Egy kicsit később mondom el, hogy ezt miként érte el.

Azt, hogy Röntgen hogyan ismerte fel a röntgen-sugárzást, sokféleképpen mesélik. Az egyik legérdekesebb verzió szerint midőn Röntgen otthoni laboratóriumában (8. ábrán balra) kísérletezett, asztalának egyik alsóbb fiókjában tárolt, fekete papírba csomagolt fotópapíron meglepő módon egy kulcs árnyéke jelent meg az előhívás után. Az egész szobában egyetlen kulcs volt; az asztal felső fiókjában. Röntgen felismerte, hogy a katódsugárcső, a kulcs és a fotópapír közel egy egyenesbe estek. Az ismeretlen sugárzás tehát átment az asztal fáján, a fekete papíron, csak a vaskulcsra nem. Ezután tervezetten kísérletezett a csőből kilépő sugárzással. Midőn a sugárzás útjába vaslemezt tartott, nem az lepte meg, hogy a vaslemeznek árnyéka van, hanem az, hogy az ernyőre kezének csontjai is árnyékot vetettek. (Ma tudjuk, hogy a csont kalciuma nyeli el a röntgen-sugárzást, míg a lényegében szén-, hidrogén-, nitrogén- és oxigéntartalmú húson a röntgen-sugárzás áthalad.) Röntgen 1895 karácsonya előtt két nappal készítette el az első röntgen-felvételt, felesége gyűrűs bal kezéről (8. ábrán jobbra).

1896 januárjában Párizsba is megérkezett a röntgen-sugárzás felfedezésének híre. Henri Becquerel, mint apja és nagyapja is, ásványok, kristályok foszfo-

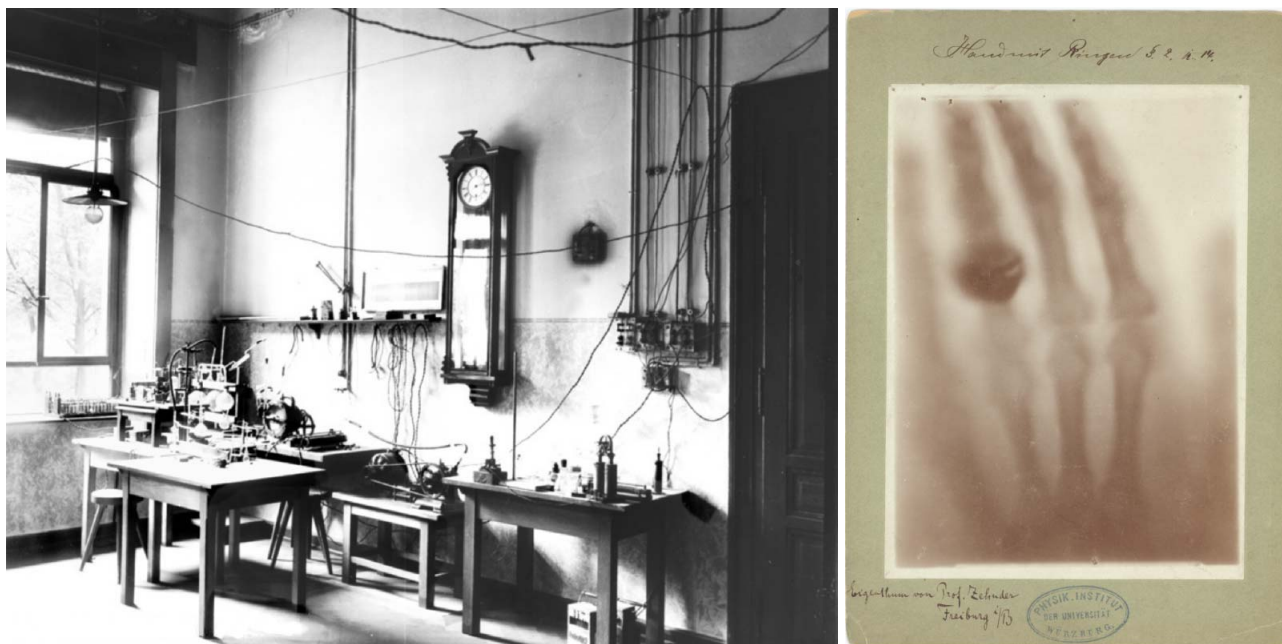


Tóth Eszter – Rátz Tanár Úr életműdíj, 2014 – nyugdíjas fizikatanár, de még tanít iskolában. Írt fizikatanácskönyveket, amelyek megjelentek kínai, japán, angol, spanyol nyelven is, volt a fizikatanárok nemzetközi egyesületének titkára, félszáz országban tartott előadást fizikatanításról. De vallja: nem ezek a dolgok hitelesítik, hanem tanítványai sikerei az OKTV, TUDOK, a KöMaL versenyeken, és elsősorban felelős, szabad Emberré válásukban.

<sup>12</sup>“That’s the last potato I’ll dig.” – in A. S. Eve: *Rutherford: Being the Life and Letters of the Rt Hon. Lord Rutherford*, O.M. Cambridge University Press (1939) 11. oldal.

<sup>13</sup>A magnetic detector of electrical waves and some of its applications. in J. Chadwick (szerk.): *The collected papers of Lord Rutherford of Nelson, Volume One: New Zealand–Cambridge–Montreal*. Routledge, London and New York, 1962.

<sup>14</sup>W. C. Röntgen: *Ueber eine neue Art von Strahlen*. Sonderabdruck aus den Sitzungsberichten der Würzburger Physik.-medic. Gesellschat 1895. és Wilhelm Conrad Röntgen: On a New Kind of Rays, read before the Würzburg Physical and Medical Society, 1895. (Translated by Arthur Stanton) *Nature* 53 (1896) 274–276.



8. ábra. Röntgen würzburgi laboratóriuma balra, felesége gyűrűs kezéről készített röntgen-képe jobbra (1895).

reszkálásával<sup>15</sup> és fluoreszkálásával<sup>16</sup> foglalkozott. Ekkoriban éppen uránsókat vizsgált. Az uránsókat egyébként már időszámításunk előtt is használták, akkor üvegek színezésére (közülük egyesek tündöklő sárga színűek). Az 1800-as évek elejéig úgy vélték, hogy csak egyetlen olyan hely van, ahol e festékre szert lehet tenni: a joachimsthalai ezüstbánya.<sup>17</sup> 1789-ben Berlinben a vegyész *M. H. Klaproth* Joachimstahlból származó szurokérből leválasztott fekete porról felismerte, hogy egy új elem oxidja. Az új elemet urániumnak (U) nevezte el.

*Henri Becquerel* (1852. Párizs – 1908. Le Croisic, Bretagne, Franciaország, 9. ábra, balra) csodálatosan egyszerű kísérletet tervezett, hogy az uránsóból ha-

sonlóan varázsoljon elő röntgen-sugarakat, mint azt tette Röntgen a katódsugárzásnál. Még mindig 1897 előtt vagyunk, tehát Becquerel is azt gondolta, hogy a katódsugárzás elektromágneses sugárzás, mint a fény. 1896. január 30-án Becquerel fotópapírt fekete papírba csomagolt, majd arra uránsót hintett. Az egészet kitette a párkányra, hadd süsse a Nap. Amikor a fotópapír előhívta, látta, hogy a sószemcsékből kisugárzott „röntgen-sugárzás” megfeketítette a filmet. Természetesen boldogan elkönyvelte, hogy ő is felfedezte a röntgen-sugárzást, mégpedig olyan egyszerűen, hogy a napfény segítségével az uránsót annak kibocsátására bírta rá. (Pedig nem.)

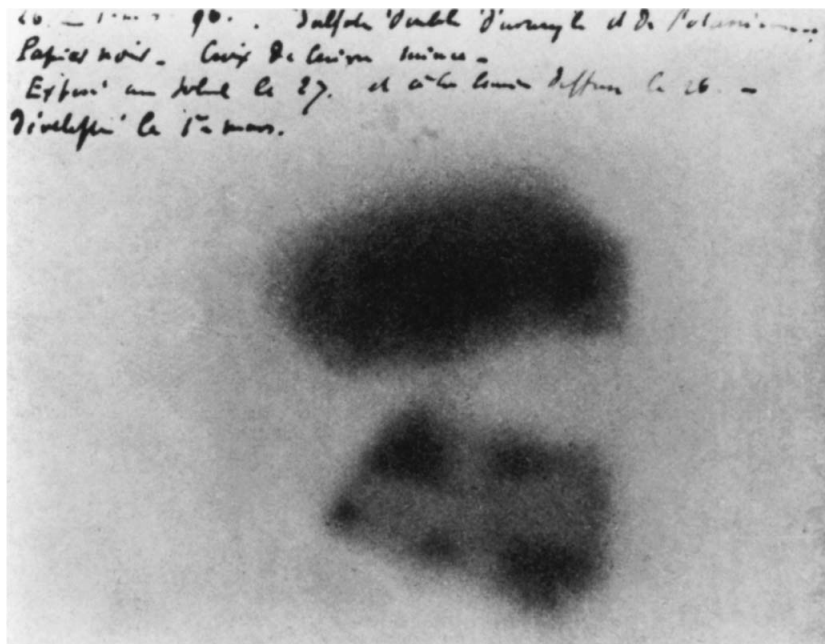
Becquerel 1896. február 24-én számolt be kísérletének eredményéről a Francia Tudományos Akadémián. Másnap ellenőrző kísérletet akart végrehajtani. Mindezt előkészített. Az uránérc és a fekete papír közé tett még egy fémlemez, egy Máltai keresztet is. Ezzel akarta bizonyítani, hogy a napfény által kiváltott röntgen-sugárzás a papíron átmegy, de a fémen nem. Csak-hogy ezen a napon nem sütött ki a Nap. Meg másnap sem. Február 26-án Becquerel mégis előhívta a filmet, amitől persze nem várt semmit. De kapott! Lásd a 9. ábra jobb oldalát! (Miért hívta elő a filmet? Senki sem tudta kinyomozni, de Becquerel állítólag híres volt érthetetlen, mégis jelentős eredményre vezető ötleteiről.) Szóval 1896. február 26-án Becquerel felismerte, hogy az uránérc magától sugárzik. Felfedezte a radioaktivitást. A sugárzást, ami az ércből jön, anélkül, hogy azt külső hatás érné.

Ekkoriban Cambridge-ben Rutherford (10. ábra) éppen meg akart gazdagodni a rádió feltalálásából, hogy feleségül vehesse Mary Newtont. Thomson pedig az elektront akarta felfedezni, de izgatta a Röntgen-féle sugárzás is. Thomson, hogy (aljas módon ☹) befolyásolja tanítványát, levelet írt a 72 éves *Lord Kelvinnek*, a kor

<sup>15</sup>Foszforeszkál: az anyag elnyeli a fényt, és csak később – esetleg melegítés hatására – bocsátja ki újra. Ilyen volt régen az órák mutatójára, számaira kent foszforeszkáló anyag. Nappal elnyelte a fényt, éjjel meg kisugárzta. Ha ezt a jelenséget látni akarod, nem túl nehéz. Például egy Kalmopyrin kell hozzá. Menj be fürdőszobába, szoktasd a szemedet a koromsötétthez. Tedd a Kalmopyrint közel a lámpához. Majd jól becsukott, akár még befogott szemmel, kapcsold fel a lámpát, várj egy-két percet. Kapcsold ki a világítást, és nézz a Kalmopyrin felé. Nagyon hamar világítani látnod.

<sup>16</sup>Fluoreszkál az az anyag, amely nagy energiájú fotont nyel el, és kisebb energiájú fotont bocsát ki. Ilyennel találkozol a diszkóban, amikor ultraibolya fénnel (nagy energiájú fotonok) megvilágítják a csapoló tömeget, és a nők sötét pólója alól feltűnik a hőfém melltartó kékes színben tündöklő (kisebb energiájú, látható fotonok). A többi fehérneműről nem is beszélve. – A *foton* az adott frekvenciájú elektromágneses sugárzás legkisebb energiaadagja. Létét majd 1900-ban *Max Planck* fogja felfedezni az infravörös sugárzások esetében, illetve 1906-ban *Albert Einstein* nevezi el ezeket az adagokat fotonoknak a fényelektromos hatás magyarázatokor. Einstein 1921-ben veszi át ezért a Nobel-díjat. Nem az elnevezésért, hanem a magyarázatért.

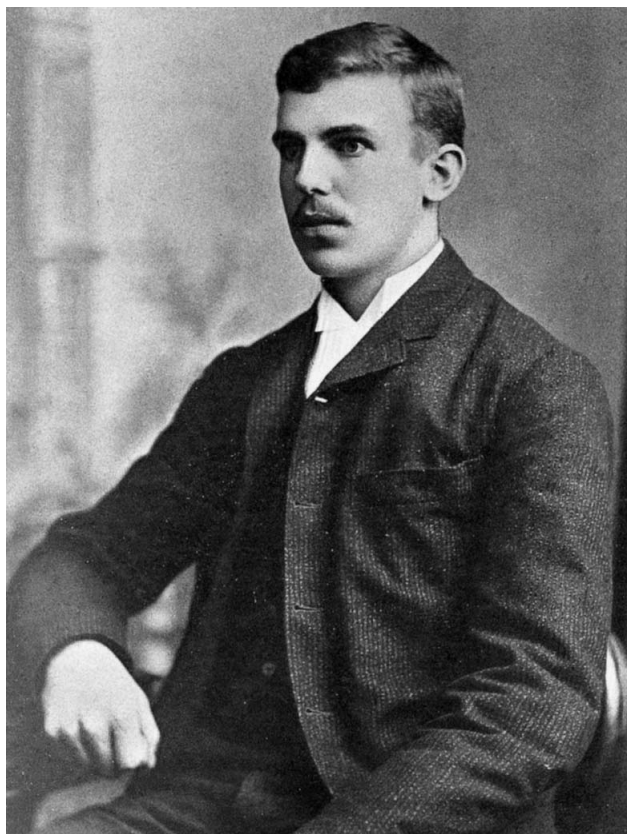
<sup>17</sup>Joachimstahl – ma Jáchymov – Csehországban, Prágától keletre, 150 km-re fekszik. 1518-ban itt verték az újkor első ezüst pénzérméit. Joachimsthal, németül Joachimsthaler; majd Thaler, majd magyarul tallér, angolul dollár lett belőle.



9. ábra. Henri Becquerel (balra) és az uránérből jövő sugárzás által létrehozott fénykép (jobbra).

legnagyobbak tartott angol fizikusának. Lényegében a nagy ember válaszával stresszelte Thomson Rutherfordot, a távoli gyarmatról érkezett parasztyereket: a rádiózás helyett válassza inkább a röntgen-sugárzást kutatási témának. Talán ekkor hangzott el először a később Rutherford által gyakran hangoztatott mondás: „Nem

10. ábra. Rutherford 1896 körül



szolgálhatod a Jóistent és Mammont egyszerre.”<sup>18</sup> Így fordult Rutherford a rádió aktív kutatása felől a radioaktív anyagok kutatása felé. Először a röntgen-sugárzás felé, persze, majd 1897-től a Marie Curie által akkorra már radio-aktivitásnak elnevezett jelenség felé.

Marie Skłodowska Curie (1867. november 7., Varsó – 1934. július 4., Passy, Franciaország, 11. ábra) édesapja fizikatanár volt. 24 évesen Párizsba ment, a Sorbonne-ra. Férje, Pierre Curie fizikus. 1903-ban férjével és Henri Becquerellel közösen fizikai Nobel-díjat kapott a Becquerel által felfedezett sugárzás vizsgálatáért. 1911-ben kémiai Nobel-díjat kapott (egyedül) a polónium és rádium felfedezéséért, a radioaktív anyagok kémiai elválasztásának módszeréért. A radioaktivitás vizsgálatát kezdetben önállóan, férje nélkül végezte. Először például azt ismerte fel, hogy az uránérc az uránsónál lényegesen aktívabb. (Ma már tudjuk: az érben az urán bomlássorának minden eleme – radioaktív egyensúlyban – jelen van, és azok sugárzását is észlelte. Míg a frissen készült uránsó lényegében csak uránt tartalmaz.) Férje akkor csatlakozott kutatásaihoz, amikor megértette, hogy Marie valami nagyon újat fedezett fel. Mindezek ellenére 1901-ben, amikor az első Nobel-díjat osztották, először csak Henri Becquerelnek és Pierre Curie-nek akarták adni. Pierre azzal utasította el, hogy a munka, amit díjazni akarnak, a felesége munkája volt. Az első Nobel-díjat végülis Röntgen kapta. Az 1903-as Nobel-díj 1905-ben történt átvételkor Marie Curie nem mondott Nobel-előadást. Talán ő volt szerény, talán nehezen viselték volna el az urak, hogy egy nő is érthet a fizikához.

<sup>18a</sup>“You cannot serve God and Mammon at the same time.” – P. L. Kapitza: *Experiment, Theory, Practice*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht / Boston / London (1980) 267. oldal – mammon arameusul pénz, nyereség, gazdagság; arameus – a Biblia egyik nyelve.



11. ábra. Marie Skłodowska Curie



12. ábra. Frederick Soddy

Felezési idő, a sugárzások át- és behatoló képessége, a radon és utódelemei mind olyan fogalmak, amelyek Rutherfordhoz vezetnek.

Az 1899-es egyetemi tanévtől Rutherford Angliából Kanadába költözött. Egy kanadai dohánykereskedő nagylelkű adományából a montreáli McGill Egyetem új fizikai laboratóriumot épített. Ide csábították el Rutherfordot 500 fontos (akkor igen jó!) fizetéssel. Rutherford 27 évesen egyetemi tanárrá lett. És hamarosan végre feleségül vehette Mary Newtont.

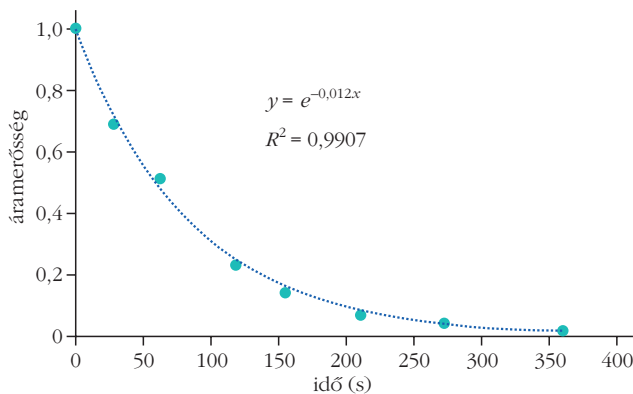
Mielőtt Rutherford áthajózott az Atlanti-óceánon, kísérleteiben felismerte, hogy a radioaktív sugaraknak legalább két, lényegesen különböző fajtája van. „...az egyik nagyon könnyen elnyelődik, ezt egyszerűen  $\alpha$ -sugárzásnak fogjuk nevezni, a másik sokkal inkább áthatoló tulajdonságú, aminek neve legyen  $\beta$ -sugárzás”.<sup>19</sup> A kicsit később azonosított, az előbbiektől óriási áthatoló képességében különböző sugárzást Rutherford javaslatára nevezték el gamma-sugárzásnak. Felfedezője 1900-ban a francia *Paul Ulrich Villard* (1860. szeptember 28., Saint-Germain-au-Mont-d'Or – 1934. január 13., Bayonne) volt.

Rutherford 1908-ban tartott Nobel-előadásából sugárzik, hogy élete addigi legnagyobb élménye annak

kísérleti bizonyítása volt, hogy az  $\alpha$ -sugárzás részecskéi kétszeresen ionizált héliumok. (Majdnem azt írtam, hogy hélium atommagok, pedig hol vagyunk még ekkor az atommagok felfedezésétől.) Nem csak az  $\alpha$ -részek tömegét, töltését vizsgálta, de még energiájukat is. Persze, először azt is fel kellett ismernie, hogy attól függetlenül, milyen anyagból (urán, tórium, rádium stb.) származik az  $\alpha$ -sugárzás, részecskéi nem különböznek másban, csak sebességükben, azaz mozgási energiájukban. Mindezt olyan „zavaró” körülmények között, hogy az általa használt  $\alpha$ -sugárzó anyagokat (a sugárforrásokat) valami ismeretlen sugárzó anyag veszi körül a levegőben. Annak megállapításához, hogy milyen anyagok jönnek létre a radioaktív bomlás után, már képzett kémikusra volt szüksége. 1900-ban rávette az Oxfordban dolgozó, akkor 23 éves angol *Frederick Soddyt*, hogy kutasson vele Montréalban.

Rutherford Soddyval (1877. szeptember 2., Eastbourne – 1956. szeptember 22., Brighton, 12. ábra) közösen fedezte fel, hogy a radioaktív anyagokat körüllegő radioaktív anyag a radon (Rn) nemesgáz. Soddy 1902-ben visszatért Angliába. Még spektroszkópiai úton bizonyította, hogy az  $\alpha$ -sugárzó anyagok környezetében hélium található, bár nem állította, hogy a hélium az  $\alpha$ -részecskékből származna (1903). Később még felismerte, hogy az  $\alpha$ -bomlás után visszamaradó atom a periódusos rendszerben az eredeti atomtól kettővel balra lévő atom (1910 körül), és 1913-ban orvos sógornője által inspirálva *izotópoknak*

<sup>19</sup> „...one that is very readily absorbed, which will be termed for convenience the  $\alpha$ -radiation, and the other of a more penetrative character, which will be termed the  $\beta$ -radiation.” – E. Rutherford: Uranium radiation and the electrical conduction produced by it. *Philosophical Magazine* 47 (1899) 116. oldal.



13. ábra. Rutherford felismeri a felezési időt.

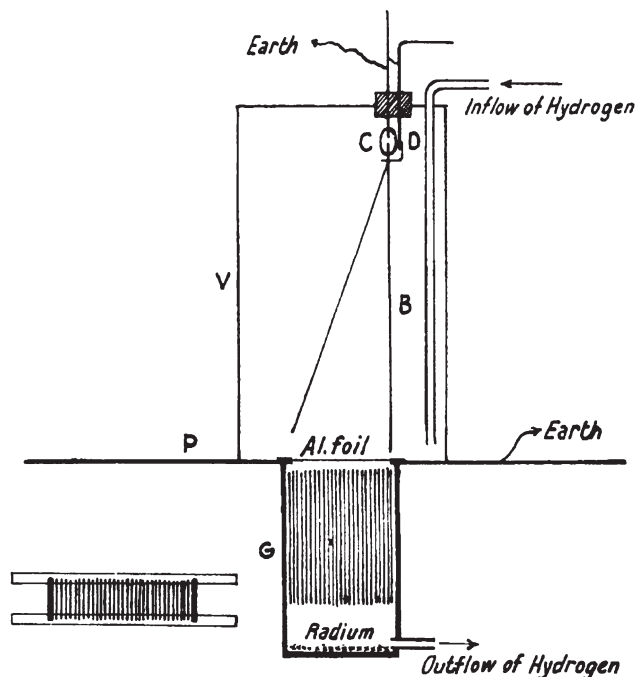
nevezte el a periódusos rendszer azonos helyén lévő, de tömegükben különböző atomokat.<sup>20</sup> Azután 1914-től jött az első világháború. Kutatásai megakadtak. Bár 1919-től 1937-ig az Oxford University professzora volt, soha többet nem tért vissza a radiokémia területére. Soddy 1921-ben kémiai Nobel-díjat kapott a radioaktív anyagok kémiájához való hozzájárulásáért, és az izotópok kutatásáért.

Rutherford a montreali McGill Egyetemen többek között a tóriumot körülvevő radioaktív gázt is vizsgálta. Ezt a gázt tóriumemanációnak nevezte, ma toronnak vagy <sup>220</sup>Rn-nak nevezzük. Felismerte, hogy a toron  $\alpha$ -sugárzó. Tehát minden egyes atomja bomlása-kor pozitív töltésű  $\alpha$ -részt lövell ki. Ha van ion a levegőben, akkor az vezeti az áramot. Méghozzá ugyanazon feszültség mellett annál nagyobb az áram, minél több ion van a levegőben, azaz minél több radioaktív bomlás történt. Rutherford nagyon egyszerű kísérletet tervezett a bomlások számának mérésére. Két, egymással párhuzamos fémlamezt üvegburába hegesztett. A lemezekre 100 V feszültséget kötött. A búraba beengedte a tóriumemanációt tartalmazó levegőt, majd lezárta azt. Ezután az idő függvényében mérte az áramerősséget.<sup>21</sup>

A 13. ábrán az időtengely a bezárás után eltelt idő, a függőleges pedig az áramerősség a kezdeti áramerősséget egységnyi-nek véve. A csodálatos az volt, hogy bármikor is kezdte a mérést, mindig ugyanannyi időt kellett várnia, hogy az áram a felére csökkenjen. Azaz ahhoz, hogy a radioaktív bomlások száma a felére csökkenjen mindig ugyanannyi idő kellett. Ez a kísérlet vezette el Rutherfordot a *felezési idő* fogalmának bevezetéséhez.<sup>21</sup> Eredeti mérési eredményeit felhasználva készült a 13. ábra, ahol exponenciális görbét illesztve a mérési pontokra a felezési időre 58 s adódik. A toron

<sup>20</sup>Nehéz volt mai fejjel leírni, hogy mit értett Soddy izotópon. Mennyivel könnyebb ma: azok az atommagok, amelyekben ugyanannyi a protonok száma, de neutronjaik számában különböznek. De az atommagot majd 1911-ben, a neutront meg majd csak 1932-ben fedezik fel. Vagy a periódusos rendszerbeli balra ugrás ma: mivel az  $\alpha$ -rész két protonból és két neutronból összetett hélium atommag, ezért alfa-bomláskor a rendszám kettővel, a tömegszám néggyel csökken.

<sup>21</sup>Rutherford: A Radioactive Substance Emitted from Thorium Compounds. *Philosophical Magazine* 49 (1900) 1–14.



14. ábra. Az  $\alpha$ -részecskék mágneses eltérítése Rutherford eredeti cikkéből<sup>22</sup> (Earth = földelés, Inflow of Hydrogen = a hidrogén befűvási helye, Outflow of Hydrogen = a hidrogén távozási helye, Al. foil = nagyon vékony alumíniumfólia, ami a fentről lefelé áramló hidrogén mellett szintén a rádiumbomlás után létrejött, alfa-bomló radon feláramlását akadályozta meg).

ma ismert felezési ideje 55,6 s. Rutherford a fenti adatokból ennél kicsit hosszabb felezési időt kapott. Aminek oka, természetesen, a mérési hiba lehetett.

A következőkben leírt két Rutherford-kísérlet tervezése és kivitelezése gyönyörűen egyszerű. Az ábrák az eredeti (1903 és 1906) Rutherford-cikkekből származnak. E két kísérlettel Rutherford eldöntötte az  $\alpha$ -részecske töltésének előjelét, és meghatározta az  $\alpha$ -részecske fajlagos töltését, sőt, a különböző bomlásokból származó  $\alpha$ -részek energiáját is.

Ha egy  $Q$  töltésű részecske a  $B$  indukciójú mágneses mezőbe, arra merőleges  $v$  sebességgel lép be, akkor a rá ható erő nagysága

$$F = QvB,$$

és iránya merőleges  $B$ -re és a sebességre is, tehát a részecske körpályára áll. A körpálya  $R$  sugarát Newton II. törvénye alapján számolhatjuk:  $F = ma$ , azaz

$$QvB = \frac{mv^2}{R}.$$

Ha a részecske pozitív töltésű, akkor (mondjuk,) jobbra kanyarodik rá a körpályára, ha negatív töltésű, akkor meg balra. Rutherford az  $\alpha$ -rész töltésének előjelét a következő kísérleti berendezéssel határozta meg.<sup>22</sup>

A zárt edény alsó részében helyezte el a rádiumot (14. ábra). (Egy lemezre öntött rádiumsó oldatából

<sup>22</sup>Rutherford: The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium. *Philosophical Magazine* 6/5 (1903) 177–187.

elpárologtatta az oldószert). Fölötte párhuzamos rézlemezek sokasága volt (G). Az edényben jobbra fentebb van a rendkívül érzékeny elektroszkóp, ami már kevés számú ion beérkezését is jelezte: az eredetileg feltöltött elektroszkóp arany fóliája mérhető mértékben közeledett az őt tartó rúdhoz (B). Annak érdekében, hogy a vizsgálatot a rádiumból előbb-utóbb létrejövő radon  $\alpha$ -bomlása ne befolyásolja, az egész berendezést hidrogéngázzal fentről lefelé folyamatosan átmosták. A rézlemezek síkjával párhuzamos, vízszintes indukciójú mágneses mezőt hoztak létre az edényen kívülről.

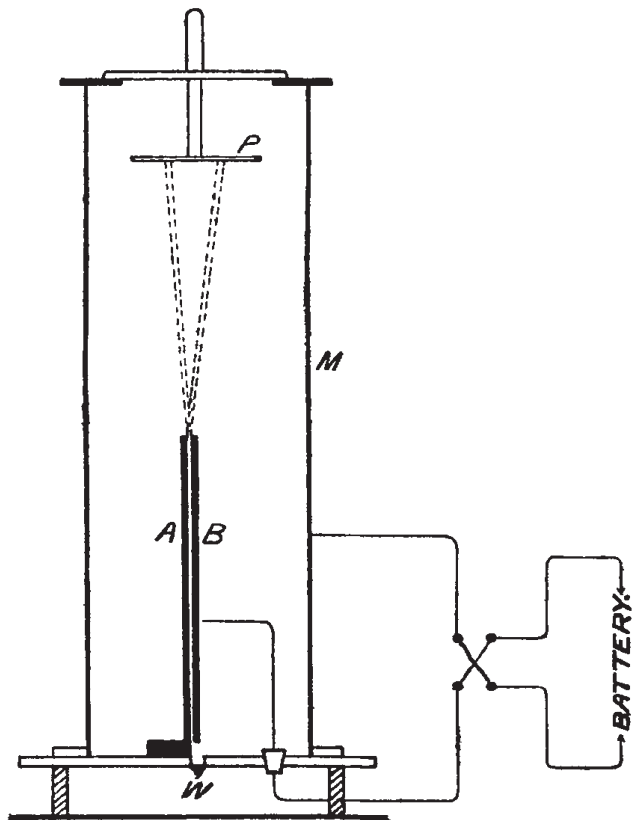
A rádiumból kisugárzott  $\alpha$ -részecskék egy része eljutott a rézlemezek közötti légterbe, sőt, kijutott az elektroszkóphoz. A mágneses mezőt alkalmazva, mondjuk, ezek a részecskék enyhe balkanyarral haladtak végig a rézlemezek közötti résen. Amikor Rutherford fölül a rézlemezeket vízszintes, a rés felét kitakaró rézlemezkeket helyezett el, akkor a balkanyaros részecskék nekimentek ezeknek, és nem jutottak fel az elektroszkóp légteréig. Ha pedig jobbra kanyarodtak, akkor a kicsiny lyukon át feljuthattak. Adott irányú  $B$  esetén balra vagy jobbra térülnek el az  $\alpha$ -részecskék, csak a töltésük előjelen múlik. Rutherford e kísérlet alapján állapíthatta meg, hogy az  $\alpha$ -részecskék pozitív töltésűek.

Az előbbi kísérleti elrendezés geometriájából még a körpálya  $R$  sugara is becsülhető. Newton II. törvényéből:

$$\frac{mv}{Q} = RB,$$

így megmérve a  $B$ -t is, az  $mv/Q$  hányados kiszámolható.

Kezdetben nem volt nyilvánvaló, hogy a különböző radioaktív anyagokból, mint például a tórium, urán, rádium stb., ugyanazok a részecskék repülnek-e ki, mint ami az  $\alpha$ -sugárzás. Ennek vizsgálatához Rutherford e részecskék tömegegységre jutó töltését, az-az fajlagos töltésüket, a  $Q/m$  hányadost akarta megmérni.<sup>23</sup> A fenti anyagokból származó  $\alpha$ -sugárzást elektromos mezőbe vezette (15. ábra). Az  $\alpha$ -részecskék sebessége merőleges volt a két, egymással párhuzamos fémlemez (az ábrán: A és B) között kialakított homogén elektromos mező  $E$  térerősségének irányára. A két fémlemez távolsága  $d = 0,21$  mm, a két lemez közé  $U = 500$  V feszültséget kötött (BATTERY). A levákuumozott rézedényben (M) alul volt a rádium (W), fölötte a két függőleges lemez, amelyek között az  $\alpha$ -rész átszaladhatott, és a vízszintes irányú elektromos mező hatására eltérült. Ha a bal oldali lemez volt a pozitív, akkor az  $\alpha$ -részecske jobbra térült el, amikor pedig a jobb oldali lemez volt pozitív, akkor balra. Fent egy vízszintes síkú fotólemezt helyeztek el (P). És napokig hagyták, hogy az  $\alpha$ -részecskék fenn beérkezzenek. A lemezeknek mindkét polaritását



15. ábra. Az  $\alpha$ -részecskék elektromos eltérítése Rutherford eredeti cikkéből.<sup>23</sup>

használva az előhívott fotópapíron egymástól 2 milliméterre két elsötétedés látszott.

Legyen a vízszintes irány az  $x$  irány, a függőleges pedig az  $y$ . A lemezek közé alulról felfelé érkező részecske  $y$  irányú sebességét az elektromos mező nem befolyásolja,  $t$  idő alatt a lemezek mentén  $y = vt$  utat tesz meg. A lemezekre merőlegesen a részecske gyorsulása a Newton II. törvény miatt:

$$a = \frac{QE}{m}.$$

Ezzel a gyorsulással  $t$  idő alatt

$$x = \frac{QE}{2m} t^2$$

távolsággal térül el balra (vagy jobbra), amíg a lemezek közül kiérkezik. A töltött lemezek közül kilépve a részecske lényegében egyenes pályán halad az ernyőig. Az elrendezés geometriájából az ernyőn tapasztalt eltérést megmérve (1 mm) vissza lehet következtetni az  $x$  értékére. Az  $y$  értéke a lemezek függőleges irányú hossza, a térerősség pedig  $E = U/d$ . Mivel  $t = y/v$ , ezért

$$x = \frac{QUy^2}{2dmv^2}.$$

Innen  $mv^2/Q$  kiszámolható. Az előző (rézlemezkes) kísérletből Rutherford megbecsülhette az  $mv/Q$  értéket, a most leírt kísérletből pedig az  $mv^2/Q$  értékét. A

<sup>23</sup>Rutherford: The mass and velocity of the particles expelled from radium and actinium. *Philosophical Magazine* 6/12 (1906) 348–371.

két értékből meghatározható a vizsgált  $\alpha$ -részecske sebessége, valamint a  $Q/m$  fajlagos töltése. A különböző  $\alpha$ -források (tórium, urán, rádium stb.) esetében az  $\alpha$ -részek sebességei különbözőnek adódtak. De a fajlagos töltés a mérési hibán belül ugyanazon érték volt!

Ekkor még nem volt világos, hogy az  $\alpha$ -részecske  $Q$  töltése az elemi töltés, vagy ennek kétszerese. Ha csak az elemi töltés, akkor az  $\alpha$ -rész egy kétszeresen ionizált hidrogénmolekula lehetne (sic!). Ezt Rutherford így írta le: „Ha az  $\alpha$ -részecske ugyanazt a pozitív elemi töltést hordozná, mint a hidrogénatom, akkor az  $e/m$  értéke az  $\alpha$ -részecske tömegére kétszer akkora értéket jelezne, mint a hidrogénatom tömege, azaz annyit, mint egy hidrogénmolekula tömege. Az nagyon valószínűtlennek tűnik, hogy egy atomi bomlás (szó szerint robbanás) eredményeként kilövellt hidrogén molekuláris és nem atomi állapotú volna.”<sup>24</sup>

Amikor az előbbi sorokat írtam, találtam rá a McGill Egyetemen működő Rutherford Múzeum honlapjára. Ott olvastam, hogy az általuk idézett adatokból Rutherford a rádium felezési idejére 1280 évet kapott a ma ismert 1620 év helyett. Gondoltam, én is kiszámolom ezt az 1280 évet. Nagyon nem ment. Végül két napos gyötrődés után levelet írtam a honlap felelős szerkesztőjének, hogy segítene-e Rutherford eredeti adatait megtalálnom. Még aznap választ kaptam az egyetem egy professzorától, Jean Barrette-től. Beszkennelte nekem Rutherford 1905 márciusában írt cikkét.<sup>25</sup>

Rutherford 1905-ben azt feltételezte, hogy az  $\alpha$ -részecske egyszeresen pozitív töltésű. Az elemi töltés értékét akkor még  $1,13 \cdot 10^{-19}$  C-nak tudták a ma ismert  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C helyett. Mondjuk, ez nem túl meglepő. Az elektront még csupán 8 éve fedezte fel Thomson. De azért az már érdekes, hogy az Avogadro-szám ma ismert  $6 \cdot 10^{23}$  értéke helyett Rutherford 1905-ben még  $8,1 \cdot 10^{23}$  értéket használt. *Avogadro* már 1811-ben definiálta a róla elnevezett számot! Mégis, majd csak *Millikan* 1910-ben végzett méréseiben fog az elemi töltés pontosabb meghatározásakor az Avogadro-szám a mai értékéhez is jelentősen közeledni. Nem volt véletlen, hogy nem sikerült Rutherford mérési adataiból megkapnom a mai Avogadro-számmal, és a kétszeres pozitív töltésű  $\alpha$ -rész feltételezésével az 1280 évet.

Rutherford a rádiumból kilépő  $\alpha$ -részek áramát mérve kapta, hogy 1 g rádiumot  $6,2 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -részecske hagy el másodpercenként. Ma azt mondjuk, 1 g aktivitása 62 GBq. Amúgy a mai mérések szerint 1 g rádium aktivitása 36 GBq. Ha Rutherford már tudta volna, hogy az  $\alpha$ -rész kétszeresen pozitív, akkor a 31 GBq aktivitás már egészen jól megközelítette volna a napjainkban mértet.

<sup>24</sup>„If the  $\alpha$ -particle carried the same positive charge as the hydrogen atom, the value of  $e/m$  for the  $\alpha$ -particle would indicate that its mass was twice that of the hydrogen atom, i.e. equal to the mass of a hydrogen molecule. It seemed very improbable that hydrogen should be ejected in a molecular and not an atomic state as a result of the atomic explosion.” – Rutherford 1908-ban, a Nobel-díj átvételkor mondott beszédében az 1902-ben végzett kutatásairól.

<sup>25</sup>Rutherford: Charge carried by the  $\alpha$  and  $\beta$  Rays of Radium. *Philosophical Magazine* 6/10 (1905) 193–208.

Rutherford most idézett cikkében lényegében az

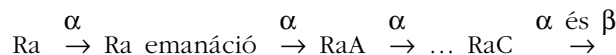
$$A \approx \frac{N}{T} \ln 2 \rightarrow T \approx \frac{N}{A} \ln 2$$

összefüggést használta a rádium felezési idejének meghatározására. Itt  $N$  az 1 g rádiumban lévő Ra-atomok száma:  $N = N_A/M_{\text{Ra}}$ , ahol  $M_{\text{Ra}}$  a rádium móltömegének számértéke,  $A$  az 1 g rádium aktivitása,  $N_A$  az Avogadro-szám.

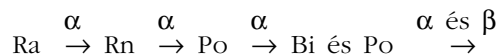
Behelyettesítve a Rutherford által 1905-ben ismert ( $N_A = 8,1 \cdot 10^{23}$ ,  $M_{\text{Ra}} = 225$  g és  $A_{(1 \text{ g Ra})} = 6,2 \cdot 10^{10}$  1/s) értékeket, a felezési idő  $T_{1/2} = 1280$  év. Ha a ma ismert adatokkal ( $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ ,  $M_{\text{Ra}} = 226$  g és  $A_{(1 \text{ g Ra})} = 3,6 \cdot 10^{10}$  1/s) számolunk, akkor  $T_{1/2} = 1620$  év.

Rutherford ugyanakkor megmérte a rádiumból érkező béta-részecskék számát is. 1 g rádiumra vonatkoztatva 1 s alatt  $7,3 \cdot 10^{10}$  béta-részecskét észlelt. Ennek nagyon örült. Mert azt már tudta, hogy radioaktív egyensúlyban az anyaelem aktivitása megegyezik minden egyes leányelem aktivitásával. Tehát azt várta, hogy a tiszta rádium aktivitása (62 GBq) a mérési hibán belül megegyezzen az egyik leányelem béta-aktivitásával (73 GBq). És úgy tűnt, hogy a mérési eredmények ezt jó közelítésben igazolják. A „két hiba egymást kiolthatja” gyönyörű példáját látjuk. Hiszen a tiszta rádium  $\alpha$ -aktivitása az  $\alpha$ -rész kétszeresen pozitív töltése miatt: 31 GBq lenne. A béta-aktivitást pedig nem egy, hanem két radioaktív elem béta-aktivitásából kapjuk, amit 1905-ben még nem látott Rutherford.

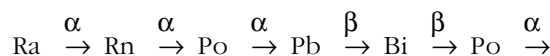
A bomlássor 1905-ben, Rutherford szerint:



Mai jelöléssel:



Mai tudásunk szerint:



Ha a mért 73 GBq béta-aktivitásról tudta volna Rutherford, hogy az két elem aktivitása, és persze a ma ismert Avogadro-számot használva a rádium felezési idejére 1604 évet kapott volna. Azt gondolhatnánk, hogy a béta-aktivitást nagyon pontosan ismerte. De sajnos, nem. Mert a mért áramból az elemi töltés akkor ismert értékével számolt aktivitást, tehát a ma ismerttel számolva már nem olyan szép eredményt kapott volna.

Az előbbieket összefoglalva döbbenetes, hogy Rutherford megállíthatatlanul tört előre a radioaktivitás megértésében annak ellenére,

- hogy még nem volt ismert az elemi töltés és az Avogadro-szám viszonylag pontos értéke,
- hogy még nem ismerte fel a béta-bomló ólmot (a rádium bomlássorának 4-ik elemét),
- hogy az  $\alpha$ -résznek még csak egyszeres pozitív töltést tulajdonított.

Rutherford tisztelte a Természetet. Nagyon egyszerű, célratörő kísérleteivel faggatta a Természetet. Elfogadta mások jól megtervezett kísérleteinek eredményét. És annak ellenére, hogy az akkori eszközök nem mindenütt adtak pontos eredményeket (lásd Avogadro-szám, elemi töltés), valamint még az atommag felfedezése előtt, 1905-ben Rutherford felismerte (például) a radioaktív egyensúly létét, sőt, majdnem úgy írta le, ahogyan azt ma is megfogalmazzuk:

„Radioaktív egyensúlyban a rádium négy anyagot tartalmaz, úgymint magát a rádiumot, az emanációt, a rádium-A-t és a rádium-C-t, amelyek  $\alpha$ -részecskéket

bocsátanak ki. Másrészt a béta-részecskék csak egy termékből lövellnek ki, a rádium-C-ből. *Ezek az anyagok a rádium egymást követő termékei, és amikor az egyensúly bekövetkezik, minden egyes termék atomjaiból ugyanazon számú bomlik el másodpercenként.*”<sup>26</sup> (Kiemelés tőlem.)

<sup>26</sup>“Now radium in radioactive equilibrium contains four substances, viz. radium itself, the emanation, radium A and radium C, which emit alfa particles. On the other hand, beta particles are only expelled from one product, radium C. These substances are successive products of radium, and, when equilibrium is reached, the same number of atoms of each break up per second.” – Rutherford: Charge carried by the  $\alpha$  and  $\beta$ ...

## A HIGGS-BOZON KUTATÁSA: BEFEJEZETT VAGY CSAK MOST KEZDŐDIK?

Veszprémi Viktor

Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A részecskefizikában az anyagot felépítő részecskék tulajdonságait és viselkedését a standard modell (röviden SM) segítségével írjuk le. A részecskék spinjük szerint két csoportra oszthatók: a feles spinűeké, amelyekre az anyag tégláiként és az egész spinű részecskéké, amelyekre az azokat összekötő malterként gondolhatunk. A feles spinű részecskék – fermionok – között az egész spinű bozonok közvetítik a kölcsönhatásokat. Négy alapvető kölcsönhatást különböztethetünk meg: az elektromágnesest (EM), a gyengét, az erőt és a gravitációt. Ezeket rendre a foton (jele  $\gamma$ ), a gyenge bozonok ( $W^\pm$  és  $Z^0$ ), a gluon (g) és az egyelőre hipotetikus graviton nevű részecskék közvetítik.

Általános törekvés, hogy e kölcsönhatásokat egyazon hatás különböző megjelenési formáiként tudjuk felfogni. Az elektromágneses kölcsönhatás, amelyet *Maxwell* 1865-ös munkájában foglalt össze, már az első konzisztens leírásakor, bizonyos értelemben, egyesített elmélet volt, hiszen egyesített formában kezelte a korábban más-más úton megfigyelt elektrosztatikus és mágneses kölcsönhatásokat.

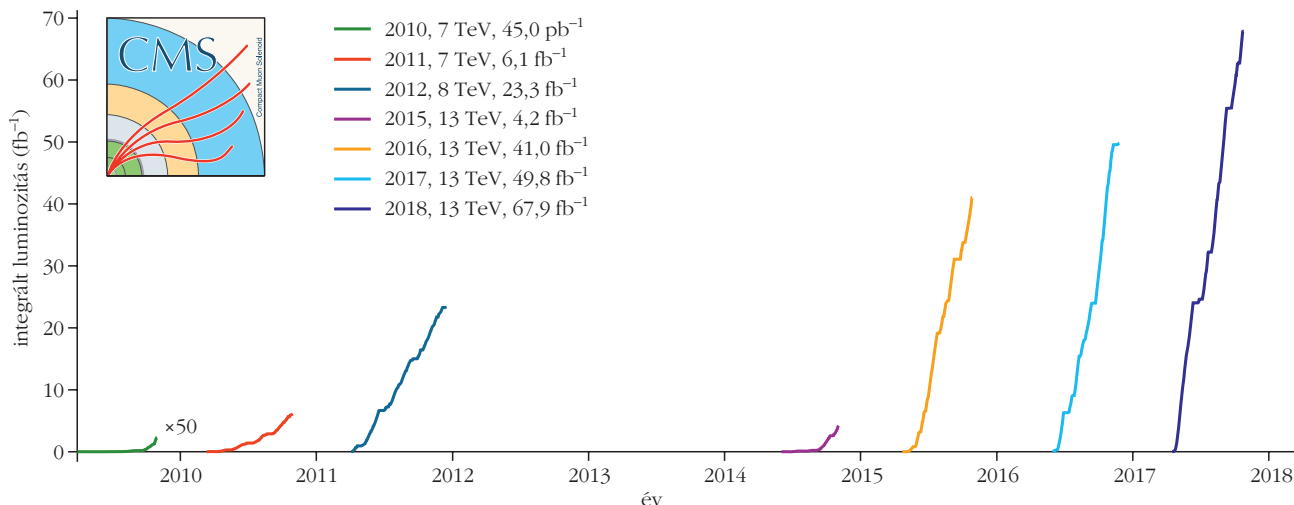
Az SM elméleti keretei között lehetőség van a gyenge kölcsönhatás leírására is az EM-hez hasonló képletekkel, az explicit tömegtagok azonban sértik az elmélet konzisztenciáját. Ez nem meglepő, hiszen a foton nem rendelkezik nyugalmi tömeggel. A gyenge bozonokról viszont ismert, hogy nehezek, hiszen például a W-bozon által közvetített béta-bomlás tulajdonságait, a kölcsönhatás rövid hatótávolságát és gyengeségét, valamint a közvetítő részecske rövid élettartamát ezzel magyarázhatjuk.

A Higgs-mechanizmus, vagy ahogy mostanában pontosabban hivatkozunk rá, az Brout–Englert–Higgs-mechanizmus úgy oldja meg az egyesítés problémáját, hogy a gyenge bozonoknak – az azonos formalizmus megtartása mellett – tömegük is lesz. Ehhez szükséges bevezetni egy új négykomponensű részecsketeret, amely komponenseiből három – beolvadva a gyenge bozonokba – a tömegeket generálja. A negyedik komponens egy tömeggel rendelkező skalár részecskét ír le, a Higgs-bozont, amelynek tömegét az elméletből nem lehet kikövetkeztetni. Nem csak a gyenge bozonok tömegére adódik magyarázat. A fermionok tömegét is leírhatjuk az új részecskével való kölcsönhatásuk eredményeként. A Higgs-bozon ugyanis pontosan a tömeggel rendelkező részecskékhez csatolódik, fermionok esetében a tömeg nagyságával arányos mértékben. A részecske közvetlen kísérleti bizonyíthatóságának bonyolultságát tanúsítja, hogy a megoldást jelentő elméleti alapok publikációja és a részecske felfedezése között közel fél évszázadnak kellett eltelnie. A közvetlen megfigyeléshez vezető utolsó évtizedben az SM összes többi részecskéjének tulajdonságait egyre pontosabban sikerült megmérni, és azokkal az elmélet jóslatait egyre pontosabban bizonyítani.

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.



Veszprémi Viktor a Wigner Fizikai Kutatóintézet főmunkatársa, a Standard Modell Ellenőrzése és Új Fizika Keresése kutatócsoport vezetője. Fő kutatási területe új részecskefizikai folyamatok, mint például a szuperszimmetria kísérleti kutatása, valamint félvezető-alapú nyomkövető detektorok építése, beüzemelése és adatrekonstrukciója. Jelenleg a CMS kísérlet nyomkövető detektorai projektjének vezetőhelyettese.



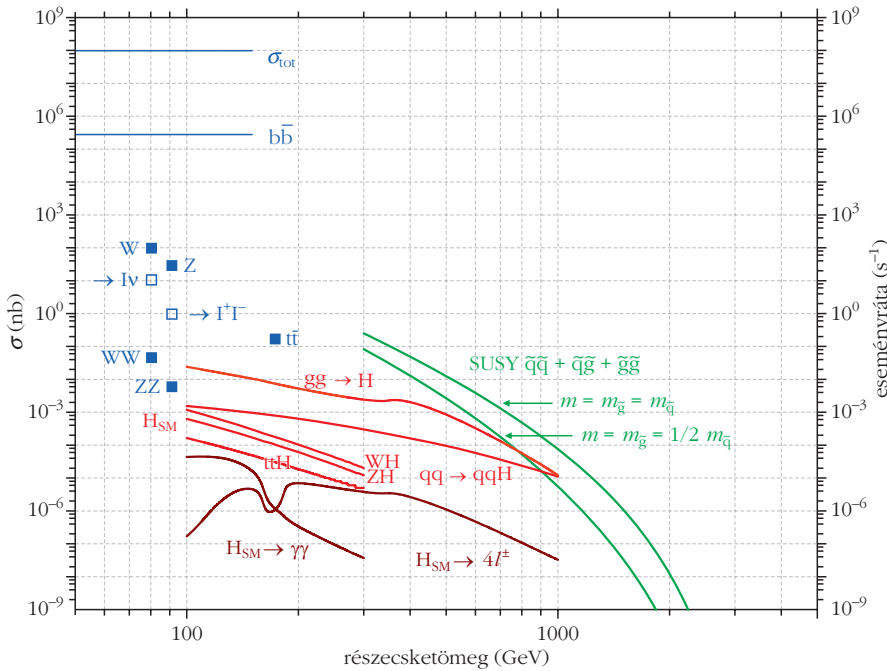
1. ábra. Az LHC beindulása óta a CMS által rögzített adat az idő függvényében (a CMS publikus weboldaláról).

Mint ismeretes, a Higgs-bozon 2012-ben mutatta ki közvetlenül a Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) két nagy, általános célú kísérlete, a CMS és az ATLAS. Magyarország hivatalosan az előbbi kooperáció tagja egészen annak megszületése óta, bár magyar kutatók egyénileg az utóbbi kísérlethez is jelentősen hozzájárultak. Jelenleg az LHC az egyetlen olyan berendezés a Földön, ahol a Higgs-bozon tulajdonságait tanulmányozni lehet. Miért olyan fontos ezt megtenni? Az SM-et önmagában konzisztens elméletnek tartjuk, és az eddig elvégzett kísérletek nem kérdőjelezték meg érvényességét. Azonban számos olyan kérdés létezik a részecskefizika határain belül, amelyekre az SM nem ad magyarázatot. Mi határozza meg az elméletben található paramétereket, például a részecskék tömegeit és kölcsönhatási erősségeit? Vajon az összes kölcsönhatás egyesíthető, illetve a gravitáció is beépíthető az elméletbe? Mi adja a Világegyetem tömegének és energiájának nagy részét? A válaszok kiderítését kétféle stratégiával közelíthetjük meg. Az egyik, hogy új részecskéket vagy kölcsönhatásokat – amelyek segítségével az SM kibővíthető – próbálunk megfigyelni. Ilyen potenciálisan minimális kibővítés lehet a szuperszimmetria elmélete. A másik lehetőség a már ismert részecskék tulajdonságainak pontos megmérése abban a reményben, hogy azok eltérést fognak mutatni az elméletből kikövetkeztethetőkhöz képest. A CMS keretein belül az ATOMKI, a Debreceni Egyetem, az ELTE és a Wigner FK kutatói mindkét lehetséges stratégiát egyszerre követve végzik e feladatot. Mi sem bizonyítja jobban a Higgs-bozon precíziós méréseinek jelentőségét, mint az, hogy a CMS az elmúlt hét évben több, mint 120 publikációt közölt a témában.

Egy részecskét akkor tekintünk felfedezettnek, ha annak létét közvetlenül sikerül megfigyelni. A felfedezésre váró részecskékkel az a baj, hogy kicsi valószínűséggel jönnek létre, hétköznapiabb társaikhoz képest – általában – nagy tömeggel rendelkeznek, ami miatt keletkezésük még nehezebben történik meg, illetve ami miatt általában azonnal kisebb tömegű,

stabil részecskékre bomlanak. A bomlástermékek megméréséhez nagyon fejlett berendezések szükségesek, amelyek továbbfejlesztésén is fáradhatatlanul dolgozunk. Valahogy azt is el kell érni, hogy a bomlások e mérőberendezések belsejében jöjjenek létre. A jelenleg ismert egyetlen módszer, ha nagy energiára gyorsított részecskéket rendkívül sokszor ütköztetünk egy jól meghatározott pontban, és az így generált kölcsönhatásokból kiválogatjuk azokat, amelyekben a minket érdeklő részecske is megjelenik. Az LHC két 27 km-es kerületű gyűrűjében egymással szemben 6,5 TeV-es protonokból álló csomagok keringenek, csomagonként  $10^{11}$  darab protonnal. Egy teljes körben körülbelül 2800 csomag fér el, ezek pályái a mérési pontokban keresztezik egymást. Amikor a szemből érkező protoncsomagok áthaladnak egymáson, akár 60 proton-proton kölcsönhatás is történhet, ezt nevezzük *eseménynek*. Az LHC másodpercenként 40 millió eseményt hoz létre, így detektoraink közepén másodpercenként körülbelül 2,4 milliárd proton-proton kölcsönhatás történik, habár periodikus szünetekkel megszakítva.

Az 1. ábra mutatja az LHC-ben beindulása óta keletkezett proton-proton ütközések mennyiségét, az integrált luminozitást. Ennek mérőszáma az  $\text{fb}^{-1}$  (femtobarn reciproka), amit nehéz egyszerűen definiálni, de jelentését szemléltetni a következőképpen lehet. A 2. ábra mutatja a Higgs-bozonkeletkezés különféle módjainak hatáskeresztmetszetét pirossal, az SM egyéb részecskéinek hatáskeresztmetszetét kékkel és bónuszképpen valamely feltételezett szuperszimmetrikus (SUSY) részecskék hatáskeresztmetszetét zölddel. A hatáskeresztmetszet mértékegysége az ábrán az nb, amelynek milliommód része az fb. Ezt a luminozitással szorozva az adott mennyiségű adatban a kérdéses folyamat várható előfordulásainak számát kapjuk. Az ábra jobb oldalán látható skála a folyamat másodpercenkénti számát mutatja, amikor az LHC másodpercenként 1  $\text{nb}^{-1}$  ütközést hoz létre. Megállapíthatjuk tehát, hogy a 2012 közepéig felvett körülbelül 10  $\text{fb}^{-1}$  adatban, amelyben sikerült megfigyelni a körülbelül 125 GeV-es Higgs-



2. ábra. Az SM és SUSY részecskék keletkezésének hatáskeresztmetszete 7 TeV-es proton-proton ütközésekben a részecskék feltételezett tömegeinek függvényében (az LHC Higgs Cross Section munkacsoport publikus weboldaláról).

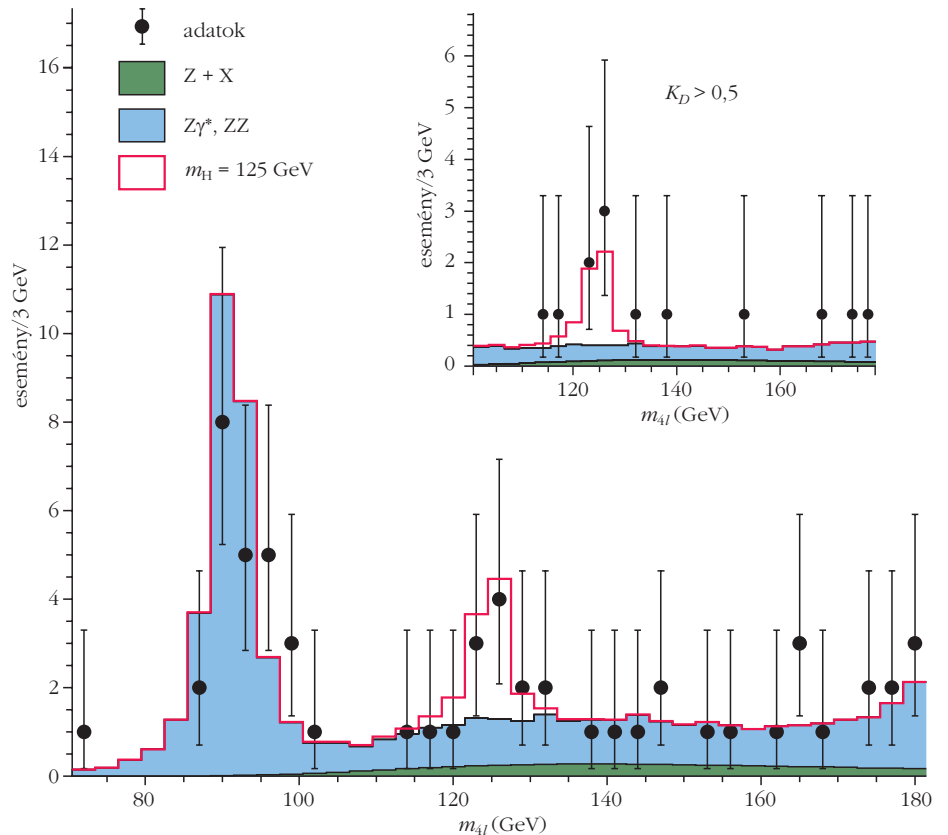
bozont, nagyságrendileg összesen százezer ilyen részecske keletkezett. Ehhez körülbelül tízmilliárdszor ennyi,  $10^{15}$  darab proton-proton ütközést kellett létrehozni (a 2. ábrán  $\sigma_{\text{tot}}$ -tal jelölt, teljes hatáskeresztmetszet alapján számolva).

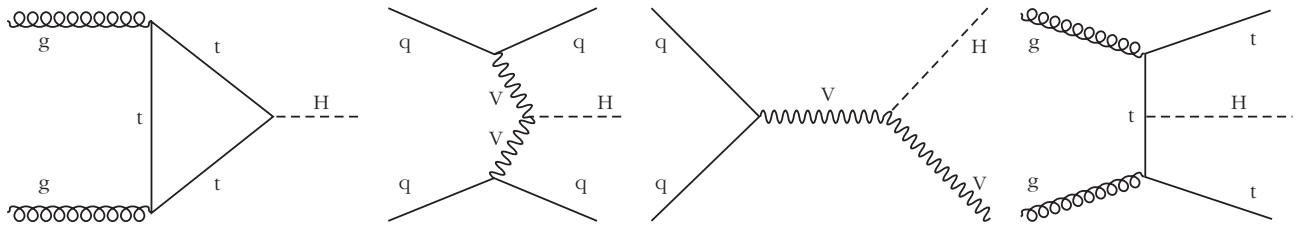
A Higgs-bozon – a gyenge bozonokhoz hasonlóan – gyorsan elbomlik. Nem lehet minden végtermékét pontosan megmérni, már emiatt sem tudjuk minden eseményről egyenként megmondani, hogy Higgs-bomlásban keletkezett-e. A detektorban felismert stabil részecskék energiájának és lendületének ismeretében azonban a legvalószínűbb keletkezési és bomlási folyamat visszakövetkeztethető a megmaradó mennyiségekre (össztöltés, összenergia stb.) vonatkozó képletek használatával. Minden részecskét egyértelműen meghatároz a nyugalmi tömege, amelyet a részecske energiájából és lendületéből, vagy bomlástermékeinek összenergiájából és teljes lendületéből kapunk. Az így rekonstruált folyamatok számára már statisztikailag nagy valószínűségű állításokat tudunk tenni.

Az olyan folyamat például, amikor két elektron- vagy müonpár keletkezik, viszonylag ritka az SM-ben (a 2. ábrán a ZZ-vel jelzett folyamat erre a tipikus példa). A 3. ábra vízszintes tengelyén az ilyen eseményekben az ellentétes töltésű elektron- vagy müonpárokból számított invariáns tömeg értékét ábrázoljuk, a függőleges tengelyén pedig számláljuk, hogy a mintánkban hány ilyen esemény fordult elő. A Z-bozontól tudjuk, hogy néha ellentétes töltésű leptonpárra bomlik, és tömege 91,2 GeV. Ez okozza a gyakoribb előfordulást jelentő csúcsot. Van egy második, kevésbé kiugró gyakoriságú érték is a 125 GeV környékén, ezt csak a Higgs-bozon ottlétével tudjuk magyarázni. Konkrétabban, a legvalószínűbb feltételezés, hogy az két Z-bozonra bomlott, leutánozva

ezzel az SM más úton végbemenő Z-párkeltési folyamatát. Az ábráról leolvasható, hogy mire sikerül lecsökkenteni a mérést zavaró  $10^{15}$  darab háttérese-

3. ábra. Négy töltött leptonot tartalmazó események száma a négy leptonból számolt invariáns tömegek különböző értékeinél (CMS Collaboration, *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30).





4. ábra. A Higgs-bozon főbb keletkezési módjai (balról jobbra): gluonfúzióval, vektorbozon-fúzióval,  $V$ - ( $V = W$  vagy  $Z$ ) és toppár együttes keltésével (CMS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 79 (2019) 421).

ményt – várhatóan körülbelül – három darabra, addigra a százezer Higgs-bozon is mindössze körülbelül ötre olvad.

Bár ez a felfedezéshez már elég, tulajdonságainak, mint például pontos tömegének megmérésére önmagában kevés volt. A felfedezés évében – a CMS mérései alapján – a Higgs-bozon tömegére  $125,3 \pm 0,6$  GeV adódott. Ez a – 3. ábrával összehasonlítva – meglepő pontosság abból ered, hogy nemcsak az itt szemléltetett Higgs-bozonkeletkezés került kiértékelésre, hanem az összes elképzelhető olyan mód, ami várhatóan elég érzékenységet mutatott a felfedezésre. Közöttük legérzékenyebb az a folyamat volt, amikor a Higgs-bozon két fotonra bomlik (az egyik barna vonal a 2. ábrán). A korábban elmondottak alapján felmerülhet a kérdés, ez hogyan lehetséges, hiszen a csatolás tömeg nélküli részecskével nem jön létre. Egy lehetséges válasz, hogy a Higgs-bozon – ahogy a bomlási módok tárgyalásakor az 5. ábrán fogjuk látni – ekkor közvetlenül virtuális top kvarkok (egy) párjára bomlik, majd ezen kvarkok egymással rögtön annihilálódnak. Azért gondolhatunk a top kvarkokra, mert az összes közül ez a legnehezebb részecske (173 GeV), így a legerősebben csatolódik a Higgs-szel. Az

ilyen csatolások legnagyobb részében a top virtuális marad, mivel már egy teljes értékű top kvark is sokkal nehezebb, mint a Higgs-bozon, így kettő jelenléte időszakosan megmaradási törvényeket sért. A Higgs-bozon azonban végül nem olvad el a semmibe: a top kvarkok, az általunk megcélzott esetben, úgy bocsátanak ki két fotont, hogy azok megfeleljenek a megmaradási törvényeknek. A két foton négyesimpulzusából visszaszámolható a Higgs-bozon tömege. E keresésben a háttér az invariáns tömeg nagyságával exponenciálisan csökkenő számú kétfotonesemények adják, amelyek statisztikailag viszonylag egyszerűen levonhatók.

Jóval ritkábban az is elképzelhető, hogy a Higgs-bozonhoz csatoló top pár tagjai külön-külön bomlanak tovább. Ebben az esetben közvetlenül meg lehet figyelni a bozon topokhoz való csatolását, míg az előbbi esetben csak közvetve látjuk a hatást. A felfedezésen túl fontos, hogy az új részecske SM-ből megállapítható összes tulajdonságát pontosan meg tudjuk mérni, hiszen ha ezekben az SM-től való eltérést találunk, az utat mutathat elméletünk továbbfejlesztése felé. A felfedezés ténye magában hordoz néhány fontos mérési eredményt is. Ilyen például, hogy a Higgs-bozon ténylegesen skalár részecske, vagyis spinje nulla, illetve semleges töltésű, vagyis bomlástermékeinek töltése nullára összegződik. Mindkettő a megfigyelt bozonok keletkezésének és tovább-bomlásainak folyamatából ellenőrizhető.

A Higgs-bozon keletkezésének leggyakoribb módjai a 4. ábrán láthatók. A diagramok balról jobbra olvasva mutatják, hogy a kölcsönható protonok alapvető alkatrészeiből, a kvarkokból vagy gluonokból, milyen úton jön létre a Higgs-bozon és a vele esetleg együttesen keletkező egyéb részecske vagy részecskék. Azon eseményekben, amelyekben ezek közül valamelyik folyamat bekövetkezik, szinte mindig más részecskék is keletkeznek. Ezek jöhetnek a többi proton-proton kölcsönhatásból, vagy kisugárzódhatnak a fő ütközés folyamán is. Az első keletkezés, a  $ggH$  gluonfúzió ( $gg \rightarrow H$  a 2. ábrán) reprezentálja a leggyakoribb folyamatot, aminek segítségével sikerült felfedezni a részecskét. A  $ggH$ -t tartalmazó eseményekben megjelenő minden más mérhető objektum nagyrészt független a Higgs-bozontól, és jobbára kezelhetetlenül nagy háttérrel hoz létre. Ehhez képest tized olyan gyakran jön létre Higgs-bozon keletkezése egy kvarkpár társaságában – 2. Feynman-gráf:  $qqH$ , vektorbozon-fúzió – ( $qq \rightarrow qqH$  a 2. ábrán). Az ilyen eseményeket valamivel könnyebb felismerni, mert a két kvark –

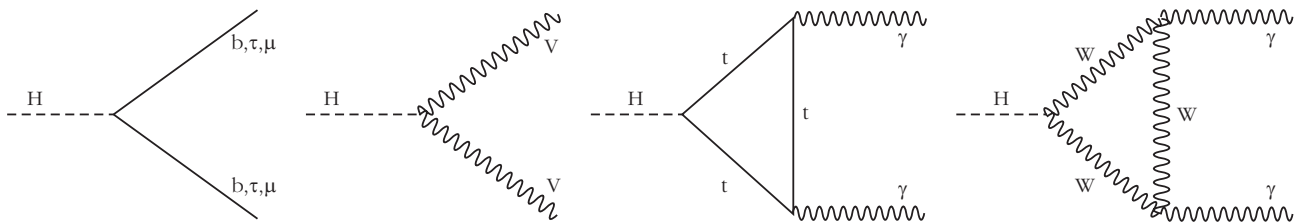
## Művészet és a CMS

Az Art@CMS a CMS együttműködés ismeretterjesztést elősegítő kezdeményezése, amelynek célja a közvélemény – különösen a fiatalság – bevezetése a tudományos kutatások élvezetes világába. Egy hosszútávú dialógus létrehozására tesz kísérletet az LHC tudományos közössége, valamint művészek és tanárok között annak érdekében, hogy a hagyományostól eltérő módon is érthetővé és érzékelhetővé tegye a részecskefizikai kutatások hozzájárulását társadalmunk értékeihez.

E törekvés részeként a CERN 2013. évi „CMS Hete” tudományos konferenciáját – a 300 érdeklődő tudós részvételével – előadóművészeti programmal is kiegészítették.

Erre az alkalomra készült *Xavier Cortada* (Pete Markowitz fizikai útmutatásait felhasználva) öt digitális festménye, amelyek a CMS-kísérletet reprezentálják. Az öt méter hosszú szalagokon egy-egy Higgs-részecskebomlás látható, mégpedig két fotonra,  $Z$ - és  $W$ -vektorbozonpárba, két  $b$ -kvarkra vagy  $\tau$ -párba. A festmények háttérre a kísérlet bonyolultságát, a széleskörű tudományos összefogást jelképezi. A CMS együttműködés tudományos cikkeiből kiválasztott oldalak a több mint 4000 tudós és mérnök munkája előtt tisztelg, egyben szemlélteti azt a kihívást, hogy a rengeteg eseményből kiválasszuk a Higgs-bozont létrehozókat. Az alkotás kettős célt szolgál: inspirálja a tudósok jövőbeli generációját és tisztelg azon tudósok, mérnökök, technikusok és mások előtt, akiknek Világegyetemünk egyre mélyebb megértését köszönhetjük.

A borítón látható alkotásokat bemutató előadásról és még sok más eseményről érdekes cikkeket olvashat az angolul értő a *Symmetria* folyóirat <https://www.symmetrymagazine.org/collection/physics-art> oldalán.



5. ábra. A Higgs-bozon főbb bomlási módjai (balról jobbra): b-kvarkok,  $\tau$  leptonok vagy müonok párjaiba; vektorbozonokba (W vagy Z); és fotonokba top kvark vagy W-bozonhurkokon keresztül (CMS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 79 (2019) 421).

a két protonnyalábbal egyenként kis szöveget alkotva – nagy energiájú részecskezáport eredményez. A qqH-hoz képest kicsit több, mint feleannyiszor gyenge bozonok (3. gráf a 4. ábrán, illetve WH, ZH a 2. ábrán), és ahhoz képest negyed olyan gyakran top kvarkok társaságában (4. gráf a 4. ábrán, megfelelője ttH a 2. ábrán) jön létre Higgs-bozon. Az ilyen események ritkaságáért kárpótolnak az együttesen keletkező nehéz részecskék, a top kvarkok, a W- és Z-bozonok. A közvetlen top-csatolás megfigyelésére alkalmas események létrejöttének gyakorisága tehát körülbelül két nagyságrenddel kisebb, mint a leggyakoribb keletkezés. Megfigyelésükre mégis van remény, ha megpróbáljuk kiválogatni a Higgs-bozon és kísérő részecskéinek megfelelő bomlási módjait.

Az 5. ábra a leggyakoribb bomlási módokat mutatja. Az esetek 58,2%-ban két b-kvark keletkezik (Hbb, az 1. gráf). A b-kvarkok tovább-bomlásakor gyakran keletkeznek neutrínók, amelyeket nem lehet megmérni, ezért a belőlük számított Higgs-tömeg felbontása csak közepesen jó. A második legjelentősebb bomlás W-bozonpárba történik (2. gráf) 21,4%-ban. A W-k jól mérhetőek, ha elektronba vagy müonba bomlanak tovább, de a bomlásukkor kibocsátott neutrínók miatt szintén rossz tömegfelbontáshoz vezetnek. Annak ellenére, hogy a Z-párokba történő bomlás (HZZ, szintén a 2. gráf) gyakorisága csak 2,6%, ha azok leptonokba bomlanak tovább, a tömegfelbontásuk nagyon jó lesz. Az egyik legfontosabb keresési mód így a ggH+HZZ folyamat lesz ( $H_{SM} \rightarrow 4l^\pm$  barna vonal a 2. ábrán). További megemlíthető bomlási módok a  $\tau$ -párba történő bomlás (H $\tau\tau$ ) 6,3%-kal, a müonpárba bomlás (H $\mu\mu$ ) 0,02%-kal (mindkettőt az 1. Feynman-gráf szemlélteti) és a fotonpárba történő bomlás (H $\gamma\gamma$ , 3. és 4. Feynman-gráf) 0,23%-kal. Bár az utóbbi érték nem tűnik biztatónak, mégis a ggH+H $\gamma\gamma$  ( $H_{SM} \rightarrow \gamma\gamma$  barna vonal a 2. ábrán) a másik fontos keresési mód azért, mert az SM viszonylag ritkán produkál olyan nagy energiájú fotonokat, mint amilyenek a végtermékként keletkező fotonpárban vannak, és mert a fotonmérés energiefelbontása nagyon jó.

A részecske egyik legfontosabb jellemzője a nyugalmi tömeg, amely a részecske energiája és a lendülete közötti kapcsolatot rögzíti. A Higgs-bozon tömegére a CMS és ATLAS együttműködések kombinált méréseiből  $125,09 \pm 0,24$  GeV adódik (ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015) 191803). Fontos megállapítás, hogy jelenleg csak egy skalárbozont látunk. Az SM bizonyos kiterjesztései-

ben, mint például a már említett SUSY, további skalárbozonok megjelenése is várható. A precíziós tömegmérés egyelőre a ggH+HZZ folyamatokban lehetséges, amikor mindkét Z-bozon ellentétes töltésű leptonpárra bomlik. Ezek közül az egyik átmeneti Z a nyugalmi tömegéhez közel található, a másik viszont virtuális. Az események felismerését azzal lehet pontosítani, hogy az egyik leptonpár invariáns tömegét a Z környékén követeljük meg. A másik Z várható tömegeloszlására szimuláció alapján megbecsült, laza feltételeket szabunk ki, amely szimuláció a Higgs-bozon tömegére már tartalmaz egy közelítő feltételezést. A mérés hibáját a még mindig viszonylag alacsony eseményszámból fakadó statisztikai hiba, illetve a leptonok megmérésekor fellépő szisztematikus mérési hiba közösen adják.

Egy elbomló részecske másik fontos jellemzője a tömegeloszlásának szélessége. A Higgs-bozon egy bizonyos keletkezési és bomlási módjának hatáskeresztmetszete arányos a keltő részecskékhez és a bomlástermékekhez vett csatolási erősségeinek négyzetével és fordítottnak arányos a tömegspektrum  $\Gamma_H$  szélességével. A hatáskeresztmetszetet – az adott folyamatot reprezentáló események számlálásával kapjuk meg. Ennek értelmezése azonban nem nyilvánvaló, ugyanis a csatolási állandók és  $\Gamma_H$  egyszerre beszorozhatók egy konstanssal úgy, hogy a mért hatáskeresztmetszet értéke nem változik. A részecske kölcsönhatásainak tökéletes leírásához vagy az összes részecskéhez történő csatolás pontos meghatározása, vagy a  $\Gamma_H$  független megmérése szükséges. Az utóbbi közvetlen méréséhez egy jövőbeli elektron- vagy müonütköztetőre lesz szükség, amelyben az ütközési energia hangolható lesz. Közvetve azonban lehetséges modellfüggetlen módon elvégezni a mérést olyan ggH+HZZ folyamatokban, ahol a bozon a tömegrezonanciától eléggé távol keletkezik (bővebben itt: arxiv: 1307.4935), ekkor ugyanis a hatáskeresztmetszetet nyújtó képlet nevezőjében a  $\Gamma_H$ -t tartalmazó tag elhanyagolhatóvá válik, és csak a csatolási állandóktól való függés marad benne. Összehasonlítva ezt az átlagos Higgs-tömeg körüli eseményekből mért értékkel, a  $\Gamma_H$  felső korlátjára – 95%-os megbízhatósági határt feltételezve – 8 MeV adódik, ami összhangban van az SM által jósolt 4 MeV-es értékkel.

A különböző keltési és bomlási kölcsönhatások csatolásának meghatározása a megfelelő folyamatok hatáskeresztmetszeteinek kimérésével nemcsak a teljes bomlási hatáskeresztmetszet kiszámítása miatt fontos,

hanem azért is, mert ezek valamelyikében várhatunk közvetlen eltérést az SM-től. A 2012-es felfedezés, mint a fentiekből látszik, csak a harmadik generációs top kvark és a gyenge bozonok csatolásaira szolgáltat közvetett, de erős bizonyítékot. 2013-ban a HZZ csatolást ezen bomlási folyamaton keresztül az összes keletkezési folyamat kombinálásával (*Phys. Rev. D* 89 (2014) 092007) – illetve hasonló módon 2014-ben a  $H\gamma\gamma$  bomlást is (*Eur. Phys. J. C* 74 (2014) 3076) – sikerült közvetlenül kimérni. Ekkorra már az összes 2012-ig gyűjtött adat (Run 1) egységesen feldolgozásra került, és a különböző keletkezési és bomlási módok közös, pontos analizisével lehetővé vált a Higgs-bozon tulajdonságainak mérése. A kétfoton-analizisek a top- és W-hurkon keresztüli  $\gamma\gamma$  bomlásra külön-külön is érzékenyeké váltak, így a  $t\bar{t}H$  és  $HWW$  csatolások (utolsó két folyamat az 5. ábrán) relatív előjele is tesztelhető lett (*Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 212).

Az LHC 2013-as továbbfejlesztése után (Run 2) az egységnyi idő alatt létrehozott proton-proton ütközések száma több, mint megduplázódott, illetve az ütközési energia 8 TeV-ről 13 TeV-re növekedett. Mindkét faktor az eseményszám növekedésével járt, utóbbi a hatáskeresztmetszet javulása miatt. 2018-ban a  $H\tau\tau$  bomlás megfigyelése (*J. High Energy Phys.* (2019) 93) szemléltette a precíziós mérések irányát, hiszen a bomlás a  $WH+ZH$  és a  $ggH+qqH$  keletkezési folyamatokban külön-külön is megmutatkozott. Egyben ezen analiziseknek volt a legjobb érzékenysége a fermionos csatolások közvetlen mérésére. A  $Hbb$  folyamatot 2018-ra sikerült megfigyelni (*Phys. Rev. Lett.* 121 (2018) 121801), amelyik egyben a kvarkokra bomlás első példája. Ehhez speciálisan a  $WH+ZH$  keletkezéseket kellett használni, ugyanis b-kvarkok háttéreseményként túl gyakran keletkeznek protonütközésekben, de a W vagy Z bomlástermékeinek kiválasztásával ezek elnyomhatók. Végül 2018-ban az összes bomlási mód felhasználásának segítségével sikerült kimutatni a  $t\bar{t}H$  keletkezést (*Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) 231801), vagyis a top-csatolást is. A  $t\bar{t}H$  és  $ggH$  folyamatok gyakoriságának összehasonlítása az SM-en túlmutató fizika egyik útja lehet. A minket alkotó anyag

az első generációs fermionokból áll. A Higgs-bozonnak eddig csak a harmadik generációs fermionokhoz való csatolását sikerült megfigyelni, mert a nehezebb részecskék erősebben csatolódnak hozzá. Azonban elmondhatjuk, hogy a Higgs-bozon a harmadik generációs fermionokkal és a gyenge bozonokkal – a jelenlegi mérési pontosságok mellett – az SM-nek megfelelően hat kölcsön. A második generációs fermionokhoz a müoncsatoláson keresztül vezet az út. A folyamat hatáskeresztmetszetéről 95%-os biztonsággal csak annyit tudunk mondani, hogy kevesebb, mint 2,6-szerese az SM-ben vártak, vagyis egyelőre itt sem mutatkozik ellentmondás.

Az eddigi analizisek által feldolgozott adat mennyisége többszöröse annak a  $10\text{ fb}^{-1}$ -nak, amennyi a Higgs-bozon felfedezéséhez kellett, de még általában így sem éri el az összesen felvett  $159\text{ fb}^{-1}$ -nyi adatmennyiséget. Azt várhatjuk tehát, hogy az elkövetkező egy-két évben az új részecskével kapcsolatos ismereteink ismét jelentősen bővülnek majd. Azonban ennél hosszabb távon is rendelkezünk tervekkel. Az LHC jelenlegi formájában várhatóan 2024-ig fog üzemelni, ami az adat további háromszorozódásához fog vezetni. Ezalatt megépítjük a CMS (és ATLAS) következő generációs detektorait, amelyek a felújított High-Luminosity LHC gyorsító ütközéseit is képesek lesznek hatékonyan megmérni. A végső cél a  $3000\text{ fb}^{-1}$  elérése a 2030-as évek végére. Ez az adatmennyiség már elég lehet a Higgs-bozon két Higgs-bozonba – önkölcsönhatás útján – való bomlásának megtalálására is, ami reményeink szerint egyértelműen meg fogja határozni az új részecske helyét és jelentőségét a részecskefizikában.

#### Irodalom

- C. Patrignani et al. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C* 40 (2016) 100001., valamint 2017 update; <http://pdg.web.cern.ch/pdg/>  
 Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán: *Bevezetés az elemi részek fizikájába*. Typotex kiadó, Budapest (2017) 10. fejezet.  
 ATLAS and CMS Collaborations (Georges Aad et al.): Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV. *J. High Energy Phys.* 1608 (2016) 045.

# SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY



## A FIZIKA BARÁTJA!

**Támogasd jövedelemadód 1%-ával  
az Eötvös Loránd Fizikai Társulatot!**

**Adószámunk: 19815644-2-43**

# MILYEN ERŐS AZ ERŐS KÖLCSÖNHATÁS?

Kardos Ádám, Somogyi Gábor, Tulipánt Zoltán  
Debreceni Egyetem

Stefan Kluth, Andrii Verbytskyi  
Max-Planck-Institut für Physik

A fizika tudományterületének célkitűzése a természeti jelenségeket leíró törvényszerűségek mennyiségi megfogalmazása. Ebben alapvető szerepet játszik az olyan mennyiségek felismerése és meghatározása, amelyek jelenlegi tudásunk alapján a Világegyetemben helytől és időtől független állandók. Különösen érdekesek azok a mennyiségek, amelyek valamely alapvető kölcsönhatás erősségét mérik. Ilyen mennyiség például a Newton-féle gravitációs törvényben megjelenő  $G_N$  gravitációs állandó. Ha ismerjük is a gravitációs erő függését a kölcsönható testek tömegétől és távolságától, egy adott elrendezés mellett a ténylegesen ható erők nagyságát  $G_N$  számértéke határozza meg. Hasonlóan a gravitációhoz, az alapvető kölcsönhatások mindegyikéhez rendelhető egy olyan állandó, amely azt fejezi ki, hogy az adott kölcsönhatás mennyire erős. Ezeket a mennyiségeket *csatolásoknak* nevezzük. Így például az erős csatolás,  $\alpha_s$ , a

Somogyi Gábor 2019. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott azonos című előadása nyomán.



Kardos Ádám 2009-ben szerzett fizikusi diplomát a Debreceni Egyetemen, PhD fokozatát 2012-ben védte meg ugyanitt, a Fizikai Tudományok Doktori Iskolában Kvantum-szindinamikai számítások parton-zápor programokhoz való illesztésének témakörében. 2012 és 2014 között a milánói Bicocca Egyetem posztdoktor kutatója, majd 2014-től az MTA–DE Részecskefizikai Kutatócsoport tagja. Fő kutatási területe a kvantum-szindinamika sugárzási korrekcióinak számítása.



Somogyi Gábor 2007-ben szerzett PhD fokozatot a Debreceni Egyetemen a perturbatív kvantum-szindinamika témakörében. Posztdoktori kutatóként dolgozott a Zürichi Egyetemen, a zeutheni DESY kutatóintézetben és a CERN-ben. 2014-től az MTA–DE Részecskefizikai Kutatócsoport tagja. Fő kutatási területei az elemirész-ütközések nagy pontosságú elméleti leírása és a kvantum-szindinamika sugárzási korrekciók elmélete.



Tulipánt Zoltán 2016-ban végzett fizikus mesterszakon a Debreceni Egyetemen, jelenleg PhD hallgató. Kutatási területe a kvantum-szindinamikai hatáskeresztmetszetek nagy pontosságú számítása és a magasabb rendű kvantum-szindinamikai perturbatív korrekciók általános elmélete.

kvarkok és gluonok (összefoglalóan partonok) közötti úgynevezett erős vagy színkölcsönhatás erősségét adja meg. A csatolások a részecskefizikai standard modell alapvető paraméterei, értékeik (adott energián<sup>1</sup>) természeti állandók. A négy alapvető kölcsönhatás csatolásának értékét és relatív mérési bizonytalanságát az 1. táblázat tartalmazza. A legkevésbé pontosan ismert csatolás az erős csatolás, amelynek az értéke csupán ~1% relatív hibával ismert.

Ugyanakkor napjainkban az erős kölcsönhatás minden korábbinál pontosabb megértése, ideértve  $\alpha_s$  precíz meghatározását, rendkívül fontos, hiszen a laboratóriumban eddig elért legnagyobb energián üzemelő részecskegyorsító, a Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) protonokat ütköztet. A protonok részt vesznek az erős kölcsönhatásban, tehát ez a kölcsönhatás az LHC-n végbemenő összes ütközésben szerepet játszik. Ezért alapos megértése elengedhetetlen a mért adatok teljes kiaknázásához.

Mint említettük, az erős csatolás a színes elemi részecskék, azaz a kvarkok és a gluonok közötti színkölcsönhatás erősségét méri. Ugyanakkor ezeket a részecskéket önmagukban nem tudjuk megfigyelni, hiszen a *színbezárás* jelensége miatt kísérletekben csupán

<sup>1</sup>A kölcsönhatások erősségei függenek attól, hogy azokat mekkora energián mérjük meg, ezért a csatolások értékeit egy meghatározott energián kell megadni. Az erős csatolás esetén ezt az energiát a Z-bozon tömegének megfelelő  $E = M_Z c^2$  energiának szokás választani, ahol  $c$  a fénysebesség. A nagyenergiás fizikában a  $c = 1$  egységrendszert használjuk és a jelöléssel némileg visszaélve egyszerűen  $\alpha_s(M_Z)$ -t írunk.



Stefan Kluth kísérleti részecskefizikus, a müncheni Max Planck Fizikai Intézet munkatársa. 1994-ben szerzett PhD fokozatot a Cambridge-i Egyetemen, majd dolgozott többek közt a Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratóriumban és a CERN-ben. Az ATLAS és az OPAL kollaborációk tagja. Fő kutatási területei a top kvark kísérleti vizsgálata az ATLAS detektor segítségével, valamint elektron-pozitron ütköztetős kísérletekből származó adatok analízise.



Andrii Verbytskyi a Kijevi Egyetemen végzett fizikus mesterszakon 2009-ben, PhD fokozatát a Hamburgi Egyetemen és a hamburgi DESY kutatóintézetben szerezte 2013-ban. Dolgozott a Kijevi Atommag Kutató Intézetben, jelenleg pedig a müncheni Max Planck Fizikai Intézet munkatársa. Fő kutatási területei a nagyenergiás kísérleti részecskefizika és az ehhez kapcsolódó számítási módszerek. Az ATLAS és a ZEUS kollaborációk tagja.

| Az alapvető kölcsönhatások csatolásainak értékei és a mérések relatív bizonytalanságai |                      |                                                                           |                        |
|----------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|---------------------------------------------------------------------------|------------------------|
| csatolás                                                                               | jelölés              | érték                                                                     | relatív bizonytalanság |
| finomszerkezeti állandó                                                                | $\alpha_{\text{EM}}$ | $7,297\,352\,566\,4(17) \cdot 10^{-3}$                                    | $2,3 \cdot 10^{-10}$   |
| Fermi-állandó                                                                          | $G_F$                | $1,166\,378\,7(6) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$                         | $5,1 \cdot 10^{-7}$    |
| erős csatolás                                                                          | $\alpha_s(M_Z)$      | 0,118 1(11)                                                               | $9,3 \cdot 10^{-3}$    |
| gravitációs állandó                                                                    | $G_N$                | $6,674\,08(31) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ | $4,7 \cdot 10^{-5}$    |

1. táblázat

amely a jelenlegi világátlag ( $\alpha_s(M_Z) = 0,1181 \pm 0,0011$ ) meghatározásához használt egyes mérések eredményeit mutatja, az illesztéshez használt mennyiség típusa szerint csoportosítva.<sup>2</sup>

A meghatározások egy népes csoportját alkotják azok a mérések, amelyek az elektron-pozitron szétsugárzásban keletkező hadronos végállapotok

jellemzőit vizsgálják. (Az 1. ábrán az „e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> dzsetek és alakváltozók” csoport mérései.) Talán furcsának tűnhet az erős csatolást olyan folyamatokban meghatározni, amelyekben a kezdetben jelen lévő részecskékre (az elektronra és pozitronra) az erős kölcsönhatás nem is hat. Ugyanakkor érdekes módon pontosan ez a körülmény teszi különösen kényelmessé a mérést, hiszen így az erős kölcsönhatás pusztán a végállapot szerkezetét befolyásolja. Amennyiben például protonok ütközését vizsgáljuk, figyelembe kell vennünk, hogy a proton már önmaga is erősen kölcsönható részecskék (kvarkok és gluonok) bonyolult kötött rendszere, ezért egy ilyen mérésben a proton szerkezetével kapcsolatos bizonytalanságok is megjelennek.

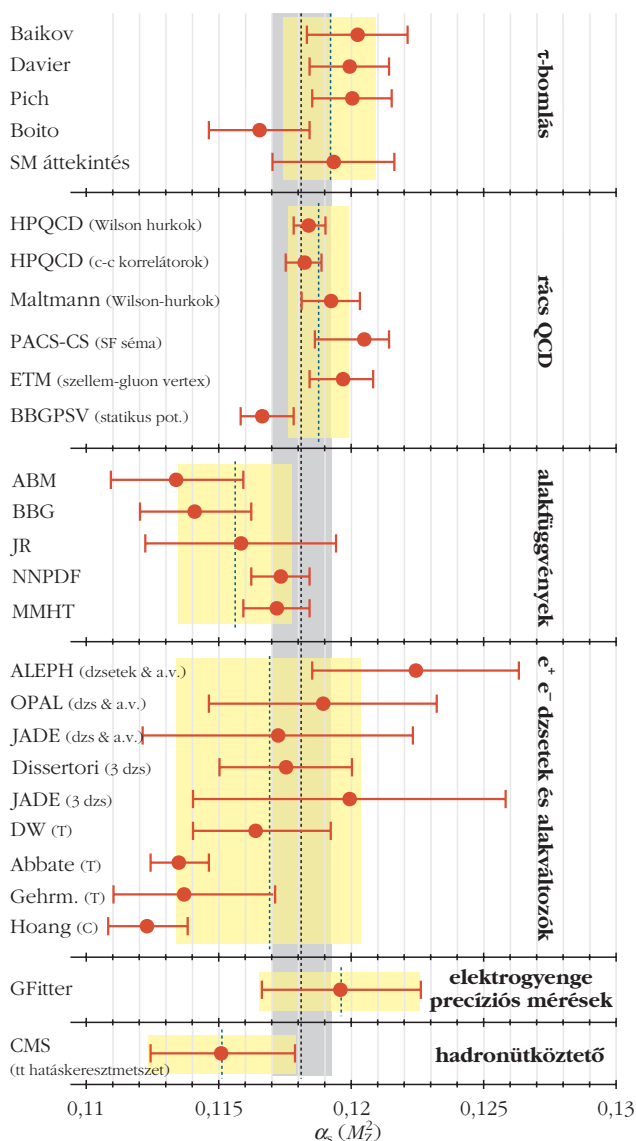
Az elektron-pozitron szétsugárzásban végzett mérések pontosítása jelenleg kizárólag az elméleti leírás javításával érhető el, hiszen új, megfelelően nagy energián nyert kísérleti eredmények a közeljövőben nem várhatóak. Az ebben a folyamatban mérhető fizikai mennyiségek precíz elméleti leírása során két, alapvetően különböző jellegű nehézséggel kell szembenéznünk. Egyrészt, az elméleti leírás alapját az erős csatolásban végzett perturbációs számítás képi. Ez azt jelenti, hogy a kiszámolandó mennyiséget az erős csatolás szerinti sorfejtésének az első néhány tagjával közelítjük. Mivel a sorfejtési paraméter kisebb egynél ( $\alpha_s \sim 0,1$ ), remélhetjük, hogy ez a közelítés értelmes. Az eredmények pontossága szisztematikusan javítható a magasabb rendű és korábban elhanyagolt sorfejtési tagok kiszámolásával. Másrészt, jöllehet a kísérletekben hadronokat észlelünk, azonban az elméleti számolásaink kvarkokra és gluonokra, vagyis partonokra vonatkoznak. Ezért a hadronos végállapotokkal kísérletileg mért mennyiségek valamelyest különbözni fognak az elméletben partonos végállapotokkal számolt eredményektől. Így a precíz, kísérleti adatokkal összevethető elméleti eredmény előállítása során fontos a parton-hadron átmenetből adódó úgynevezett hadronizációs korrekciók figyelembevétele, és pontos modellezése.<sup>3</sup>

<sup>2</sup>A Z-bozon tömege  $91,2 \text{ GeV}/c^2$ , ahol a GeV giga-elektronvoltot jelent. Az elektronvolt a nagyenergiás fizikában szokásosan használt energia-mértékegység, egy elektronvolt az az energia, amelyet az elektron 1 V (megfelelő irányú) potenciálkülönbség hatására nyer,  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ .

<sup>3</sup>A hadronizációs korrekciókat jelenleg nem tudjuk első elvek-ből, kontrollált módon kiszámolni, ezért ezeket különböző modellek segítségével becsüljük.

a színsemleges kötött állapotait, a hadronokat (például protonokat) észleljük. Ennélfogva az erős csatolás értékét közvetlenül nem lehet megmérni, azt elméleti számolások kísérleti adatokhoz történő illesztésével határozzuk meg. Különböző mennyiségek vizsgálatával az erős csatolás különböző, egymással konzisztens meghatározásait kapjuk. Ezt szemlélteti az 1. ábra,

1. ábra. Az erős csatolás világátlagának kiszámításához felhasznált mérések eredményei, [1] nyomán.



Alább az erős csatolás egy új meghatározását mutatjuk be. A mérés az elektron-pozitron szétsugárzásban keletkező hadronos végállapotokban vizsgálható, energia-energia korrelációnak nevezett mennyiség minden eddiginél precízebb elméleti meghatározásán alapul. A számolás tartalmazza az erre a mennyiségre vonatkozó, jelenleg rendelkezésre álló összes perturbatív információt, a hadronizációs korrekciókat pedig a legmodernebb, Monte-Carlo eseménygenerátorok segítségével modellezzük.

## Az energia-energia korreláció

Az energia-energia korreláció a végállapotú részecskék impulzusai által bezárt  $\chi$  szögek energiával súlyozott, normált eloszlása:

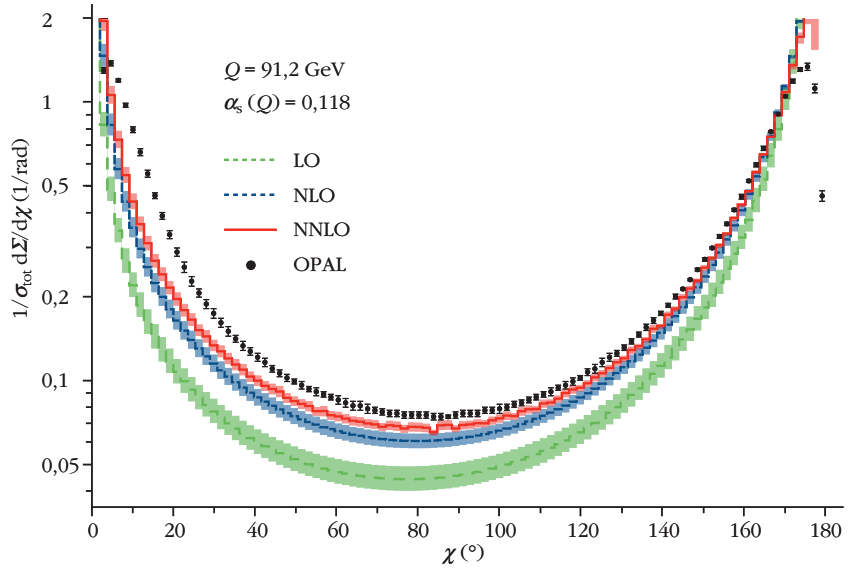
$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma(\chi)}{d\cos\chi} \equiv \frac{1}{\sigma} \int \sum_{i,j} \frac{E_i E_j}{E_{\text{tot}}^2} \times \times d\sigma_{e^+e^- \rightarrow ij+X} \delta(\cos\chi - \cos\theta_{ij}). \quad (1)$$

A fenti egyenletben az  $i$ -re és  $j$ -re való kettős összegzés a végállapotban megfigyelhető részecskékre vonatkozik;  $E_i$  és  $E_j$  az  $i$ -edik és  $j$ -edik részecske energiája, míg  $\theta_{ij}$  a lendületvektoraik által bezárt szög. A  $\sigma$  normálási tényező az elektron-pozitron szétsugárzásban történő hadronkeltés teljes hatáskeresztmetszete, míg  $E_{\text{tot}}$  az ütközés teljes energiája. Végül  $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow ij+X}$  az  $i$ -edik és  $j$ -edik részecske, illetve esetleges további hadronok (ezek összességét  $X$  jelöli) keletkezését leíró, teljesen differenciális hatáskeresztmetszetet jelenti. A mennyiség definíciója a '70-es évek végére nyúlik vissza, ezért az energia-energia korrelációra vonatkozóan számos pontos mérés áll rendelkezésünkre, a Nagy Elektron-Pozitron Ütköztető (Large Electron-Positron Collider, LEP) gyorsítóval és elődeivel végzett kísérletek révén. Ezen mérések elméleti számolásokkal történő összevetése lehetőséget nyújt az erős csatolás pontos meghatározására.

A nagy pontosságú mérés előfeltétele azonban a precíz elméleti leírás. Mint említettük, az elméleti számítás alapja a perturbációs számítás, vagyis az eredmény  $\alpha_s$  szerinti sorfejtésként történő előállítása:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma(\chi)}{d\cos\chi} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{dA(\chi)}{d\cos\chi} + \left( \frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^2 \frac{dB(\chi)}{d\cos\chi} + \left( \frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^3 \frac{dC(\chi)}{d\cos\chi} + \mathcal{O}(\alpha_s^4), \quad (2)$$

ahol az  $A(\chi)$ ,  $B(\chi)$  és  $C(\chi)$  sorfejtési együtthatókat vezető rendű járuléknak, illetve első és második su-



2. ábra. Az energia-energia korreláció a perturbációs számítás első három rendjében. Az OPAL kísérlet által mért adatokat is feltüntettük, forrás: [4].

gázási korrekciónak hívjuk. (Az angol „leading order”, illetve „next-to-leading order” és „next-to-next-to-leading order” kifejezésekből ezeket LO, NLO és NNLO járulékoknak szokás nevezni.)

Az energia-energia korreláció NNLO rendű kiszámítása rendkívül komoly erőfeszítéseket igényelt és az első számolás csupán néhány évvel ezelőtt vált lehetségessé [2]. A számolást lehetővé tevő úgynevezett CoLoRFulNNLO levonási módszer kifejlesztése egy évtizedes kutatómunka eredménye volt [3].

A 2. ábra a perturbációs számítás LO, NLO és NNLO rendjében számolt, illetve a LEP gyorsító OPAL detektora által kísérletileg mért energia-energia korrelációt ábrázolja. Az ábrán jól látható, hogy annak ellenére, hogy a magasabb rendű korrekciók figyelembe vétele jelentősen csökkenti az eltérést az elméleti értékek és a mért adatok között, a kettő egyezése még az NNLO pontosságú számolás esetén sem tökéletes. Az eltérést legnagyobb részt a már említett hadronizációs korrekciók okozzák. Ezen túl megfigyelhető, hogy a kis ( $\chi \sim 0^\circ$ ), illetve a nagy ( $\chi \sim 180^\circ$ ) szögek tartományában a perturbatív eredmény minőségileg sem írja le helyesen a mért eloszlást.<sup>4</sup> Egészen pontosan: megmutatható, hogy a perturbatív eredmény tetszőleges véges rendben végtelenné válik mind a  $\chi \rightarrow 0^\circ$ , mind a  $\chi \rightarrow 180^\circ$  határesetben. Ahhoz, hogy fizikailag értelmes eredményt kapjunk a kis, illetve a nagy szögek tartományán a végtelenné váló járulékokat *fel kell összegeznünk*.

E felösszegzés szükségességét az alábbi módon is megvilágíthatjuk. Koncentráljunk a nagy szögek tartományára és vezessük be az  $y = \cos^2(\chi/2)$  változót!

<sup>4</sup>A legkisebb mért szögek esetén az ábrából ítélve úgy tűnhet, hogy az egyezés kielégítő. Valójában azonban nullához közelítve a  $\chi$  szöggel az elméleti eredmény végtelenné válik, míg a mért értékek végesek maradnak. A számolt és mért értékek viszonylag jó egyezése az első néhány mért pontban ezért lényegében a véletlennek köszönhető.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma}{d\cos\chi} \sim & \frac{1}{y} \left\{ \alpha_s \left[ \ln y + 1 \right] \text{ LO} \right. \\
& + \alpha_s^2 \left[ \ln^3 y + \ln^2 y + \ln y + 1 \right] \text{ NLO} \\
& \left. + \alpha_s^3 \left[ \ln^5 y + \ln^4 y + \ln^3 y + \ln^2 y + \dots \right] \text{ NNLO} \right. \\
& \text{LL} \qquad \text{NLL} \qquad \text{NNLL}
\end{aligned} \tag{3}$$

Ekkor a  $\chi \rightarrow 180^\circ$  határeset az  $y \rightarrow 0$  határesetnek felel meg. Meg lehet mutatni, hogy a perturbációs számítás  $n$ -ed rendjében a perturbatív eredmény kis  $y$ -ra tartalmaz  $\alpha_s^n \ln^{2n-1} y$ ,  $\alpha_s^n \ln^{2n-2} y$ ,  $\alpha_s^n \ln^{2n-3} y$ , ... alakú tagokat.<sup>5</sup> Amennyiben  $y$  kicsivé válik,  $\ln y$  felnő és elegendően kis  $y$ -ra  $\alpha_s^n \ln^{2n-1} y \sim 1$  lesz tetszőleges  $n$  esetén. Így az  $\alpha_s$  szerinti sorfejtés az  $y \rightarrow 0$  határesetben érvényét veszti, hiszen ebben a tartományban az effektív sorfejtési paraméter (vagyis az a mennyiség, amelynek hatványa rendről rendre nő)  $\alpha_s \ln^2 y \sim 1$ . Ebben a határesetben tehát a fizikailag helyes leírásához a logaritmikus tagokat a perturbációs számítás összes rendjében fel kell összegezni. Itt nem térünk ki arra, hogy a felösszegzést technikailag miként lehet megvalósítani, azonban a felösszegzéssel kapcsolatban két dolgot fontos megjegyezni. Egyrészt a felösszegzés az egyre alacsonyabb rendű logaritmikus járulékok figyelembe vételével szisztematikus módon javítható. Így beszélhetünk *vezető logaritmikus felösszegzésről*, amely az összes  $\alpha_s^n \ln^{2n-1} y$  alakú tagot felösszegzi, illetve *logaritmikus korrekciókról*, amelyek az  $\alpha_s^n \ln^{2n-2} y$ ,  $\alpha_s^n \ln^{2n-3} y$ , ... típusú tagokat veszik figyelembe. (Az angol „leading logarithm”, illetve „next-to-leading logarithm” és „next-to-next-to-leading logarithm” kifejezésekből ezeket LL, NLL és NNLL rendű felösszegzésnek szokás nevezni.) Másrészt lényeges kiemelni, hogy a felösszegzett eredmény továbbra is alapvetően egy perturbatív eredmény, jóllehet a perturbációs sor bizonyos tagjait (esetünkben az  $y \sim 0$  körül domináló tagokat) minden rendben figyelembe vettük.

A teljes perturbatív eredmény szerkezetét sematikusán (az összes  $y \rightarrow 0$  határesetben véges függvényt elhagyva) a (3) egyenlet – lásd felül – szemlélteti. Amennyiben a tagokat soronként adjuk össze, a rögzített rendű perturbációs számítás LO, NLO, NNLO, ... járulékait kapjuk. A tagokat oszloponként összeadva, a logaritmusok LL, NLL, NNLL, ... rendű felösszegzését nyerjük. Az energia-energia korrelációra vonatkozó teljes perturbatív információ felhasználása azt jelenti, hogy az első három sor és az első három oszlop összes tagját figyelembe vesszük. Ezt NNLO+NNLL rendű számolásnak nevezzük. Hasonlóan beszélhetünk például NLO+NNLL rendű számolásról is, amennyiben az első két sor és az első három oszlop tagjait vesszük figyelembe.

<sup>5</sup>Az  $\ln^k y$  jelölés minden esetben  $y$  természetes logaritmusának  $k$ -adik hatványát jelöli,  $\ln^k y \equiv (\ln y)^k$ .

Az erős csatolás megmérése tehát az imént ismertetett NNLO+NNLL rendű elméleti számolás szolgáltatja az alapot. Mielőtt azonban ezt az eredményt a mérési adatokkal értelmes módon össze tudnánk vetni, figyelembe kell vennünk a hadronizációs korrekciókat is. Mint említettük, a parton-hadron átmenethez kapcsolódó korrekciókat nem lehet perturbatív módon kezelni, azokat egyéb módszerekkel kell megbecsülni. E munkában a hadronizációs korrekciókat a legmodernebb Monte-Carlo eseménygenerátorok (SHERPA2.2.4 és Herwig7.1.1) segítségével határoztuk meg. Ezek az eseménygenerátorok mind partonos, mind hadronos szinten képesek az elemi-rész-ütközésekben megjelenő bonyolult, sokrészecskés végállapotok szimulálására. A szimuláció során a parton-hadron átmenet leírására különböző fenomenologikus modellek szolgálnak, mint például a Lund-vagy a klasztermmodell. A hadronizációs korrekció egyszerűen a hadronos, illetve a partonos szimulált eseményekből meghatározott energia-energia korreláció függvények hányadosaként adódik. Az NNLO+NNLL pontosságú perturbatív eredményt ezzel a tényezővel szorozva kapjuk meg a hadronizációs korrekciókat is tartalmazó elméleti leírást, amely már alkalmas a kísérletileg mért adatokkal való közvetlen összevetésre.

## Az erős csatolás megmérése

Az erős csatolás megmérése azon  $\alpha_s$  érték megkeresését jelenti, amely mellett a fent leírt módon előállított elméleti számolás a legjobban írja le a mérési adatokat. Ezen érték megtalálásához az alábbi kifejezést kell minimalizálnunk:

$$\chi^2(\alpha_s) = \sum_{\text{kísérletek}} \chi^2(\alpha_s)_{\text{kísérlet}} \tag{4}$$

Az egyes kísérletekhez tartozó  $\chi^2(\alpha_s)$  értékeket külön-külön számoltuk ki:

$$\chi^2(\alpha_s) = (\mathbf{D} - \mathbf{P}(\alpha_s)) V^{-1} (\mathbf{D} - \mathbf{P}(\alpha_s))^T. \tag{5}$$

Itt  $\mathbf{D}$  és  $\mathbf{P}(\alpha_s)$  a mért adatokból, illetve az elméleti eredményekből alkotott vektorokat jelentik, míg  $V$  a  $\mathbf{D}$ -hez tartozó kovarianciamátrix. Az illesztést a  $\chi \in [60^\circ, 160^\circ]$  intervallumon végeztük. Az illesztett  $\alpha_s(M_Z)$  értékkel számolt NNLO+NNLL és NLO+NNLL rendű elméleti

eredményeket, illetve az illesztéshez használt kísérleti adatokat néhány ütközési energián a 3. ábrán mutatjuk be.

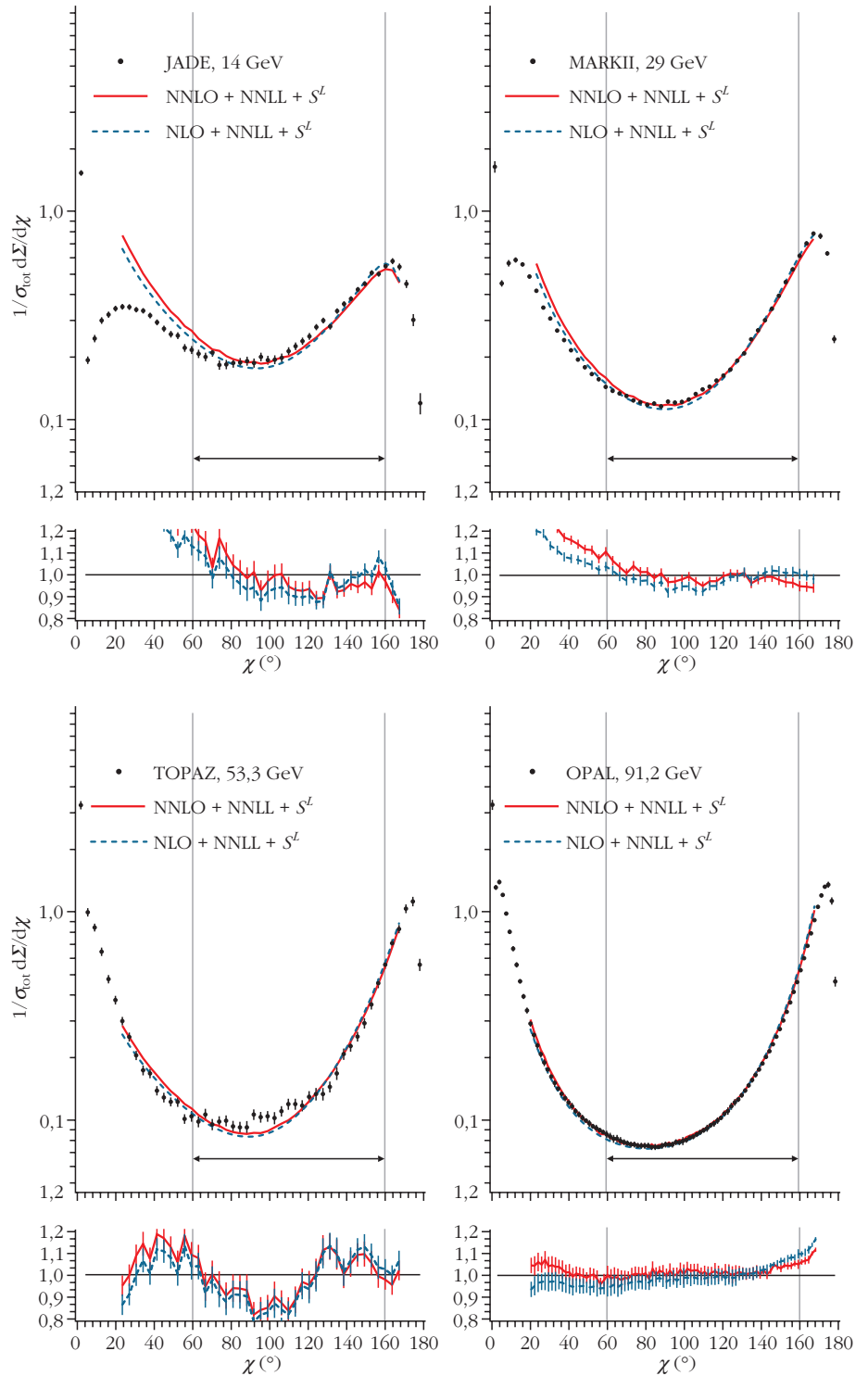
A mérés elengedhetetlen része a kapott eredmény bizonytalanságának meghatározása, amit az alábbiak szerint végeztünk. A perturbációs számítás alkalmazása során elhanyagolt magasabb rendű járulékok hatását a renormálási (ren.), illetve felösszegzési (res., az angol „resummation” szóból) skálák változtatásával becsültük meg. Anélkül, hogy részletekbe bocsátkoznánk, a renormálási és felösszegzési skáláról annyit fontos tudni, hogy ezek nem fizikai segédparaméterek, amelyekről a fizikai végeredmény teljesen független volna, amennyiben a perturbációs sor összes tagját megtartanánk. Mivel azonban a számolás során a sorból csak véges sok tagot veszünk figyelembe, a ténylegesen kiszámolt végeredmények valamelyest függenek ezektől a nem fizikai skáláktól. Így a végeredmény változása a skálák változtatásakor az elhanyagolt tagok nagyságáról nyújt információt. A hadronizációs korrekció modellezéséből adódó bizonytalanságot (hadr.) a Lund- és a klasztermmodell közötti eltéréssel, míg az illesztés bizonytalanságát (exp.) a szokásos  $\chi^2 + 1$  kritériummal becsüljük. (A  $\chi^2 + 1$  kritérium azt a paramétertartományt adja meg, amelybe az illesztett paraméter valódi értéke 68%-os megbízhatósággal esik bele.)

Az erős csatolás illesztett értéke NNLO+NNLL pontoságú elméleti eredmények használata mellett:

$$\alpha_s(M_Z) = 0,11750 \pm 0,00257(\text{ren.}) \pm 0,00078(\text{res.}) \pm 0,00102(\text{hadr.}) \pm 0,00018(\text{exp.}),$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0,11750 \pm 0,00287(\text{comb.}).$$

A különböző bizonytalanságokat a fent leírt módon kaptuk és megadtuk a kombinált (comb.) bizonyta-



3. ábra. Az illesztett NNLO+NNLL és NLO+NNLL rendű elméleti eredmények. Az illesztési tartományt függőleges vonalak jelölik. Az alsó paneleken az elméleti eredmény és a kísérleti érték hányadosát tüntettük fel (forrás: [5]).

lanságot is. Az NNLO járulék szerepének felméréséhez az illesztést megismételtük NLO+NNLL pontoságú elméleti leírás felhasználásával is:

$$\alpha_s(M_Z) = 0,12200 \pm 0,00433(\text{ren.}) \pm 0,00293(\text{res.}) \pm 0,00113(\text{hadr.}) \pm 0,00023(\text{exp.}),$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0,12200 \pm 0,00535(\text{comb.}).$$

Az NNLO járulékok figyelembevétele az illesztett  $\alpha_s(M_Z)$ -t valamelyest az alacsonyabb értékek felé mozdítja, míg a végeredmény bizonytalanságát csaknem a felére csökkenti.

Összefoglalásként: beszámoltunk egy alapvető természeti állandó, az erős csatolás egy új meghatározásáról. Mérésünkhöz az elektron-pozitron szétsugárzásban mért energia-energia korreláció eddig elért legnagyobb pontosságú, NNLO+NNLL rendű elméleti leírását és modern Monte-Carlo eseménygenerátorokat használtunk. Az  $\alpha_s(M_Z)$ -re kapott értékünk konzisztens a jelenlegi világátlaggal, míg bizonytalansága versenyképes egyéb, elektron-pozitron szétsugárzásban végzett meghatározásokkal, lásd az 1. ábrát. Az itt bemutatott mérés, illetve egyéb új meghatározások tükrében folyamatban van az erős csatolás világátlagának aktualizálása.

## Irodalom

1. Bethke S.:  $\alpha_s$  2016. *Nucl. Part. Phys. Proc.* 282–284 (2017) 149.
2. Del Duca V., Duhr C., Kardos Á., Somogyi G., Trócsányi Z.: Three-Jet Production in Electron-Positron Collisions at Next-to-Next-to-Leading Order Accuracy. *Phys. Rev. Lett.* 117/15 (2016) 152004.
3. Del Duca V., Somogyi G., Trócsányi Z.: A Subtraction scheme for computing QCD jet cross sections at NNLO: Regularization of doubly-real emissions. *JHEP* 0701 (2007) 070; Somogyi G., Trócsányi Z.: A Subtraction scheme for computing QCD jet cross sections at NNLO: Regularization of real-virtual emission. *JHEP* 0701 (2007) 052; Del Duca V., Duhr C., Kardos Á., Somogyi G., Szőr Z., Trócsányi Z., Tulipánt Z.: Jet production in the CoLoR-FulNLO method: event shapes in electron-positron collisions. *Phys. Rev. D* 94/7 (2016) 074019.
4. Tulipánt Z., Kardos Á., Somogyi G.: Energy-energy correlation in electron-positron annihilation at NNLL+NNLO accuracy, *Eur. Phys. J. C* 77/11 (2017) 749.
5. Kardos Á., Kluth S., Somogyi G., Tulipánt Z., Verbitsky A.: Precise determination of  $\alpha_s(M_Z)$  from a global fit of energy-energy correlation to NNLO+NNLL predictions. *Eur. Phys. J. C* 78/6 (2018) 498.

# AZ ANYAG POLARIZÁCIÓJÁNAK MODERN ELMÉLETE

## A polarizáció teljes eloszlásának kiszámolása kristályos rendszerekben

Hetényi Balázs

Fizika Tanszék, Bilkent Egyetem, Ankara, Törökország  
MTA–BME Kvantum Dinamika és Korreláció Kutatócsoport, BME

A polarizáció alapvető fizikai mennyiség, alatta az anyag elektromos térre való válaszát értjük. Ha egy molekulát elektromos tér alá helyezünk, a molekulát alkotó töltések – a pozitív atommagok a tér irányába, a negatív elektronok az ellenkező irányba – elmozdulnak, a molekula elektronfelhője eltorzul. Ilyen esetben a térfogatra integrált polarizáció a molekula dipólmomentumának felel meg, azaz a polarizáció kiszámolásához elegendő a töltések és azok pozíciójának a szorzatát kiátlagolni.

Szilárd, kristályos anyagok esetében az elektronok, és az atommagok ugyanúgy elmozdulnak az elektromos tér hatására. Ha klasszikus rendszerről van szó, a polarizáció számolása a szabad molekula esetéhez hasonló, egy fontos módosítással. A rendszert valamilyen kis részekre bontjuk (például egységcellák), és minden egyes egységcellának kiszámoljuk a dipólmomentumát, ezek összege és a teljes térfogat aránya adja a polarizációt. Ez az eljárás az

elektrétek elméletének, például a Clausius–Mossotti-egyenlet [1] alapja.

Az elméleti modellek általában periodikus határfeltételeket használnak. Ez esetben az „anyagon belül” vagyunk, így a kiszámolt fizikai mennyiség mintán belüli, azaz tömbkomponense számolható, a felületi komponense nem. Kvantumrendszerekben a fent leírt eljárás polarizáció esetében nem alkalmazható, mert a fizikai mennyiségeket operátorokkal írjuk le, és periodikus határfeltételek esetén a pozícióoperátor nem jól definiált. A problémát többféleképpen lehet szemléletessé tenni. Egy periodikus rendszer hullámfüggvényei nem függenek az origótól, őket a rendszer  $L$  periodicitáshosszával el lehet tolni, de ez nem igaz a pozícióoperátorra (például  $x \neq x+L$ ). Matematikusabb megfogalmazás szerint, a pozícióoperátort nem írhatjuk fel mindössze a periodikus rendszerünk bázisfüggvényeivel. Korai próbálkozásokban a pozícióoperátort gyakran a „fűrészfog”-függvénnyel helyettesítették ( $f(x) = x \bmod L$ ), de ez az eljárás helytelen. A függvény a cellák határainál nem folytonos. Az ilyen polarizációoperátorból számolt áram a cellák éleinél divergál, természetellenesen viselkedik, a töltések végtelen sebességgel a cella másik oldalára „ugranak”.

A modern polarizációelmélet választ ad a fenti nehézségekre. Mielőtt rátérnénk az elmélet részleteire, érdemes néhány kísérleti tényre emlékezni. Az anyagi polarizáció abszolút értéke kísérletileg nem mérhető mennyiség. A kísérletek polarizációkülönbségeket mérnek, például a polarizáció deriváltját valamilyen



Hetényi Balázs elméleti fizikus fő érdeklődési köre a kondenzált anyagok matematikai leírása, azon belül a geometriai fázisokhoz köthető kvantumjelenségek vizsgálata, mint például a polarizáció, a topológiai szigetelők, a szuperfolyékonyság és a töltéstranszport-jelenségek.

más, releváns paraméter (hőmérséklet, térfogat, deformációk stb.) függvényében. A anyagok spontán polarizációja sem egy mérés közvetlen eredménye. Az ilyen kísérletek általában egy hiszterézisgörbén vizdik végig a mintát, amely görbe két végpontja két ellentétes irányban, spontán, polarizált állapot. A fentiek következménye az is, hogy a kísérleti mérések valójában a tranziens áramot – amely a mintát a kezdő állapotból a végállapotba juttatja – mérik. A kvantummechanikában az áram a hullámfüggvény fázisával hozható kapcsolatba. Mint látni fogjuk, a polarizációt is egy, az adott anyagra jellemző mértani (Berry vagy Zak) fázis [2] írja le.

## A geometriai fázis

Bár az optikában a mértani fázisok jelentősége már 1954-től ismert volt (Pancharatnam-fázis) a kvantummechanikában a ciklikus jelenségek esetén fellépő fázist *Sir Michael Victor Berry* (1941., Surrey, Egyesült Királyság –) elemezte [2]. Mint ismeretes, a kvantummechanikai állapot, a hullámfüggvény egy tetszőleges fázissal megváltoztatható anélkül, hogy a rendszer fizikai mennyiségei változnának, azaz  $\Psi(x)$  hullámfüggvény ekvivalens az  $\exp(i\phi)\Psi(x)$  hullámfüggvénnyel. A  $\phi$  fázis nem függ a rendszert leíró kvantumváltozóktól (ez esetben  $x$ -től, ami például egy részecske pozíciója lehet), függ viszont a rendszert leíró más egyéb változóktól, amelyeket ebben az összefüggésben paramétereknek szokás nevezni. E megkülönböztetésére szemléletes példa a Born–Oppenheimer-közelítés.

Adott egy rendszer amely elektronokból és atommagokból áll, legyen  $n$  elektron pozíciója  $\mathbf{r}_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) és  $N$  atommag pozíciója  $\mathbf{R}_I$  ( $I = 1, \dots, N$ ). Az ilyen rendszer Schrödinger-egyenlete az összes változótól, mind az elektronok, mind az atommagok pozícióitól függ. A Born–Oppenheimer-közelítés kiindulópontja, hogy az atommagok tömege három vagy négy nagyságrenddel nagyobb, mint az elektronoké: azaz közelítő megoldásként az atommagokat térben rögzített objektumoknak vehetjük. Az így kapott Schrödinger-egyenletben az elektronok pozíciói még mindig „igazi” kvantumváltozók, az atommagokéi viszont már „csak” paraméterek. A hullámfüggvény mind a kvantumváltozóktól, mind a  $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N)$  paraméterektől, viszont a fázis csak a  $\phi(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N)$  paraméterektől függ.

Berry észrevétele az volt, hogy olyan folyamatok esetében, amelyekben a paraméterek egy ciklust követnek, új fizikai mennyiségeket lehet definiálni, amelyek közül a legfontosabb a Berry-fázis:

$$\gamma = i \oint d\mathbf{R} \langle \Psi(\mathbf{R}) | \nabla_{\mathbf{R}} | \Psi(\mathbf{R}) \rangle. \quad (1)$$

Ebben az egyenletben  $\mathbf{R}$  a kvantumrendszert leíró paraméterek összességét jelöli (például Born–Oppenheimer-közelítés esetén ezek az atommagok pozíciói  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N$  lehetnek). Az integrál a  $\mathbf{R}$  változók te-

rében lévő ciklikus görbe mentén vett vonalintegrál. A Dirac-jelölésben felírt skalárszorzat jelentése:

$$\begin{aligned} \langle \Psi(\mathbf{R}) | \nabla_{\mathbf{R}} | \Psi(\mathbf{R}) \rangle &= \\ &= \int \dots \int d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_n \Psi^*(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}) \\ &\quad \nabla_{\mathbf{R}} \Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}), \end{aligned} \quad (2)$$

ahol itt az igazi kvantumváltozókat integráljuk ki.

A Berry által leírt fázisnak a kvantummechanikában is voltak előfutárai. Konkrétan a molekulák esetében, ahol a rendszert atommagokra és elektronokra lehet osztani, *Mead* és *Trublar* írt először a ciklikus mozgást végző atommagokban fellépő fázisokról [3], amelyek hatása egy mágneses térre hasonlít. Ezenkívül létezik egy szemléletes analógia a mértani fázisra, a „parallel transzport”. Adott egy felület és egy vektor, amely a felülettel párhuzamosan mutat valamilyen irányba. Ezt a vektort „körbeviszük” a felületen úgy, hogy a vektor iránya az út mentén az út irányával mindig ugyanazt a szöveget zárja be. Amikor a kiinduló ponthoz visszaérünk a vektor valamilyen irányba fog mutatni. Sima, lapos felület esetén a vektor iránya az eredeti iránnyal fog megegyezni, viszont véges görbülettel rendelkező tér esetén (például egy gömb felületén) a körpálya után a vektor az eredetitől eltérő irányba fog mutatni. Ismeretes, hogy a hullámfüggvények is felfoghatók (végtelen dimenziós) vektoroknak, továbbá a Stokes-tétel segítségével az (1) egyenlet egy a zárt görbe által bezárt felületen vett görbületi integrállá alakítható.

## Kristályok polarizációja sávelektronok esetén

Az alábbiakban kristályok alatt olyan anyagokat értünk, amelyekben az atommagok szabályos rácsot (három dimenzióban például térben vagy felületen középpontos rács, két dimenzióban például négyzet-rács, háromszögrács vagy méhsejtrács) alkotnak. Az elektronok közötti kölcsönhatástól, valamint az atommagok rezgéseitől eltekintünk. A polarizáció atommagoktól származó komponense ez esetben egyszerű:

$$P_{\text{mag}} = \frac{1}{V} \sum_I Q_I \mathbf{R}_I.$$

A Berry-fázis az elektronokból származó komponenshez szükséges.

Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy egydimenziós periodikus (a potenciálra igaz, hogy  $V(x) = V(x+a)$ ) rendszert. A Bloch-tétel szerint a hullámfüggvények, azaz az egyes elektronok által betöltött állapotok formája

$$\Psi_k(x) = \exp(ikx) u_k(x),$$

ahol  $-\pi/a < k \leq \pi/a$  (Brillouin-zóna) és  $u_k(x+a) = u_k(x)$  ( $a$  a rácsállandó). Ebben az esetben a  $k$  kristálymomentum egy paraméter,  $x$  a kvantumváltozó. A  $k$

egydimenziós, ezért mértani értelemben nem lehet olyan pályát alkotni, amely ciklikus és nem triviális, viszont periodikus határfeltételek esetén a Brillouin-zóna végpontjai fizikailag ekvivalens rendszereket írnak le. Így a következő mértani fázist írhatjuk fel:

$$\gamma_Z = \frac{ia}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk \langle u_k | \partial_k | u_k \rangle, \quad (3)$$

azaz azt a fázist, amelyben a  $k$  paramétert a Brillouin-zónán vezetjük keresztül. Ezt a fázist, amely a kristályos rendszerek jellemzője, Zak tárgyalta először [4]. A kristályok tömbpolarizációja:

$$P = \frac{e}{a} \gamma_Z. \quad (4)$$

Ezen állítás bizonyításától hely hiányában eltekintünk, de három, mellette szóló érvet felsorolunk. Egyrészt, a (3) egyenlet az  $i\partial_k$  heurisztikus „pozícióoperátor” „várható értékének” tekinthető. A  $k$  paraméter egysége inverz távolság, mert  $k$  az elektronállapot hullámszáma. Mint említettük,  $k$  nem a kvantumváltozó, ezért  $i\partial_k$  a szó szoros értelmében nem tekinthető operátornak, így a  $\gamma_Z$  sem igazi várható érték. Másodszor, a hullámfüggvény megszorozható egy fázisfaktorttal ( $\exp(i\theta_k)$ , mértékinvariancia). A fázisfaktor nem teljesen tetszőleges, a fizikai követelményeknek akkor felel meg, ha igaz, hogy

$$\theta_{\pi/a} = \theta_{-\pi/a} + 2\pi n,$$

ahol  $n$  egész szám. Ha a hullámfüggvény fázisát így változtatjuk, akkor megváltozik a mértani fázis és maga a polarizáció is:  $P \rightarrow P + ne$  ( $e$  az elemi töltés). Más szóval, a polarizáció csak egy  $ne$  eltolásig határozható meg, ahol  $ne$   $n$  darab egységnyi töltés. E határozatlanság magyarázata, hogy itt a tömbpolarizációról van szó. A periodikus határfeltételek miatt az anyagon belül vagyunk, viszont a teljes polarizáció a tömbpolarizáción kívül a felületen lévő töltések adta komponens-től is függ. A felületi állapotokat az elektronok vagy betöltik vagy nem, de a járulék mindenképpen csak egész számszor az  $e$  elemi töltés lehet. Így a mértani fázis alapú tömbpolarizáció megegyezik a fizikai tapasztalattal. Egy harmadik érv, ami a fenti kifejezések mellett szól, hogy Zak eredeti cikkében [4] bebizonyította, hogy a Zak-fázis megfelel a rendszert jellemző Wannier-függvényekre számolt átlagpozícióval.

## Általánosítás a soktestesetre

A fent tárgyalt polarizációkifejezések (a (3) és (4) egyenletek) abban az esetben érvényesek, amikor az elektronok közötti kölcsönhatástól eltekintünk, vagy olyan közelítés(ek)e-t vezetünk be, amely(ek) egyrészecskes egyenletekhez vezetnek (például Hartree-Fock- vagy sűrűségfüggvényelmélet-módszerek). Ha ilyen közelítésekkel nem élünk, azaz az elektronok közötti kölcsönhatást explicit akarjuk megoldani, ak-

kor nincs Brillouin-zóna (amely az egyrészecskes hullámfüggvények alkotta Hilbert-tér).

A modern polarizáció általánosítását sok test esetére Resta végezte el. Az általa megadott kifejezés [4]:

$$P = \frac{e}{2\pi} \text{Im} \log \langle \Psi | \exp \left( i \frac{2\pi}{L} \hat{X} \right) | \Psi \rangle. \quad (5)$$

A rendszer ez esetben  $L = na$ -ban (azaz nem egy egységcellában, hanem egy szupercellában) periodikus, ahol  $n$  egész szám. Az

$$\hat{X} = \sum_{i=1}^N x_i$$

operátor a teljes pozícióoperátor, azaz a szupercellában lévő részecskék pozícióinak összege. Az (5) kifejezést Resta két érveléssel támasztja alá. Egyrészt a  $P$  idő szerinti deriváltja ez esetben a részecskék áramának felel meg. Egy adiabatikus ciklus alatt a részecskék száma egy egységcellán belül csak egész számmal változhat (Thouless-töltéspumpa [5]), és a  $P$ -ből levezetett áram ezt a feltételt kielégíti. Resta második érve, hogy ha egy olyan rendszert veszünk, amelyben nincs kölcsönhatás (azaz a hullámfüggvény egy sávból alkotott Slater-determináns), akkor visszanyerjük a (3) és (4) kifejezéseket. A Resta által levezetett formalizmusból még egy fontos mennyiség, a  $\xi$  Resta-Sorella-koherenciahossz kapható, amelynek definíciója:

$$\xi^2 = -\frac{L^2}{2\pi} \text{Re} \log \langle \Psi | \exp \left( i \frac{2\pi}{L} \hat{X} \right) | \Psi \rangle. \quad (6)$$

Ez a mennyiség a polarizáció varianciájának felel meg,  $\xi$  számolása lehetővé teszi, hogy szigetelőket és vezetőket megkülönböztessünk. A  $\xi$  koherenciahossz ideális vezető esetén végtelen, szigetelők esetében véges. Érdekesség, hogy e kritérium elvi alapjait – évtizedekkel a modern polarizációelmélet előtt – Kohn [6] fektette le. Klasszikus esetben a vezetők és szigetelők közötti különbség az egyes töltéshordozók lokalizációjától függ: ha ezek lokalizáltak (kötött töltések), akkor az anyag szigetelő (az anyag az elektromos tér hatására nem vezet, hanem polarizálódik). Kohn sejtése volt, hogy a kvantum esetben ez a kritérium csak részben fedi a valóságot. Ilyenkor nem az egyes töltéshordozók lokalizációja a mérvadó, hanem az összes töltéshordozó tömegközéppontjáé. Az (5) és (6) kifejezések az összes töltés pozíciójától függenek.

A Resta- és Resta-Sorella-kifejezések rácsmodellek esetében – az elektronsűrűségtől függően – kiegészítésre szorulhatnak. Ha a részecskesűrűség egységcellánként  $p/q$  részecske, ahol  $p$  és  $q$  egész számok, akkor a helyes kifejezés:

$$P = \frac{e}{2\pi q} \text{Im} \log \langle \Psi | \exp \left( i \frac{2\pi}{L} q \hat{X} \right) | \Psi \rangle, \quad (7)$$

és a koherenciahossz is hasonlóképpen módosul. Erre szemléletes példa a Hubbard-modell 1/2-es ré-

szecskesűrűség-esete, amelyben a  $q$  szorzó nélkül a  $\xi$  a hossza  $q$  szorzó nélkül végtelenhez tartana, annak ellenére, hogy ez a rendszer a kanonikus Mott-szigetelő [4].

## A polarizációamplitúdó mint karakterisztikus függvény

A statisztikában a valószínűségeloszlásokat momentumokkal vagy kumulánsokkal lehet jellemezni. A momentumokat és a kumulánsokat a valószínűségeloszlás karakterisztikus függvényéből lehet megadni. Adott egy  $x$  véletlen változó  $P(x) > 0$  ( $\int dx P(x) = 1$ ) valószínűségeloszlása. A karakterisztikus függvény definíciója:

$$f_k = \int dx P(x) \exp(ikx). \quad (8)$$

Az  $n$ -ed rendű  $M_n$  momentumok vagy  $C_n$  kumulánsok definíciója:

$$M_n = (-i)^n \left. \frac{\partial^n f_k}{\partial k^n} \right|_{k=0} = \langle x^n \rangle, \quad (9)$$

$$C_n = (-i)^n \left. \frac{\partial^n \ln f_k}{\partial k^n} \right|_{k=0}.$$

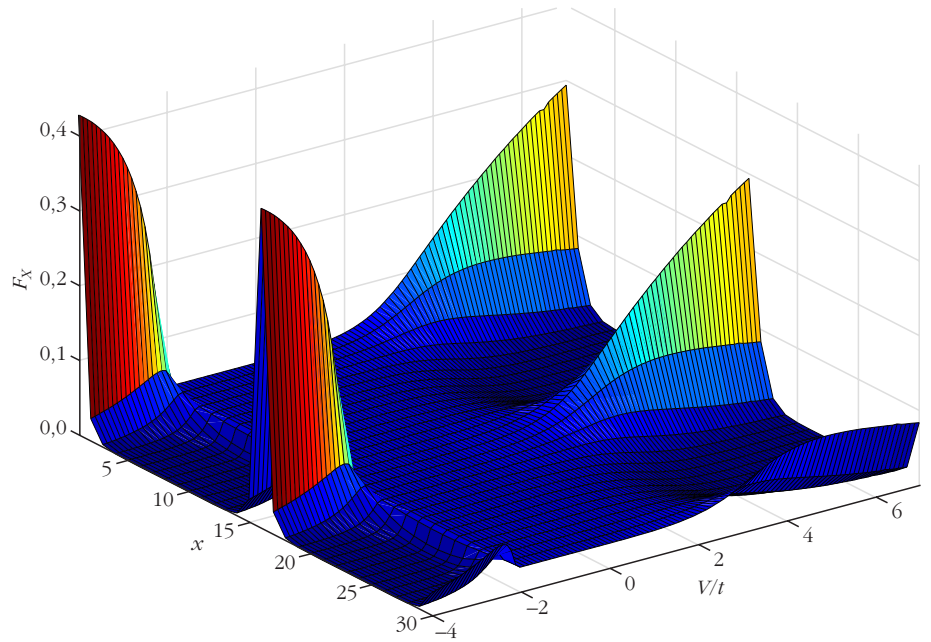
$M_1 = C_1$  az  $x$  változó átlaga,  $C_2$  a varianciája.  $C_3, C_4$  magasabb rendű kumulánsok, az előbbi „ferdeségnek” (angolul „skew”-nak), az utóbbit pedig kurtózisnak vagy púposságnak szokás nevezni.

A polarizációamplitúdó definíciója:

$$Z_q = \langle \Psi | \exp\left(i \frac{2\pi}{L} q \hat{X}\right) | \Psi \rangle. \quad (10)$$

$Z_q$  a teljes pozíció ( $X$ ) karakterisztikus függvénye, azaz  $f_k$  megfeleltethető  $Z_q$ -nak, ha  $k$ -t  $2\pi L^{-1}q$ -nak feleltetjük meg, amennyiben adott egy  $F_X$  valószínűségeloszlás-függvény. A periodicitás miatti lényeges különbség, hogy a  $Z_q$  függvényben a  $q$  változó csak egész számértékeket vehet fel, míg  $k$  folytonos. Ezért a polarizációamplitúdóból a momentumokat és a kumulánsokat csak diszkrét deriváltak által (például véges differencia) lehet definiálni. Ezek a diszkrét deriváltak folytonos limeszbe mennek át, ha a rendszer  $L$  mérete a végtelenhez tart.

Külön érdekesség az  $F_X$  eloszlás viszonya a Wannier-függvények négyzetével, amikor a nem kölcsön-

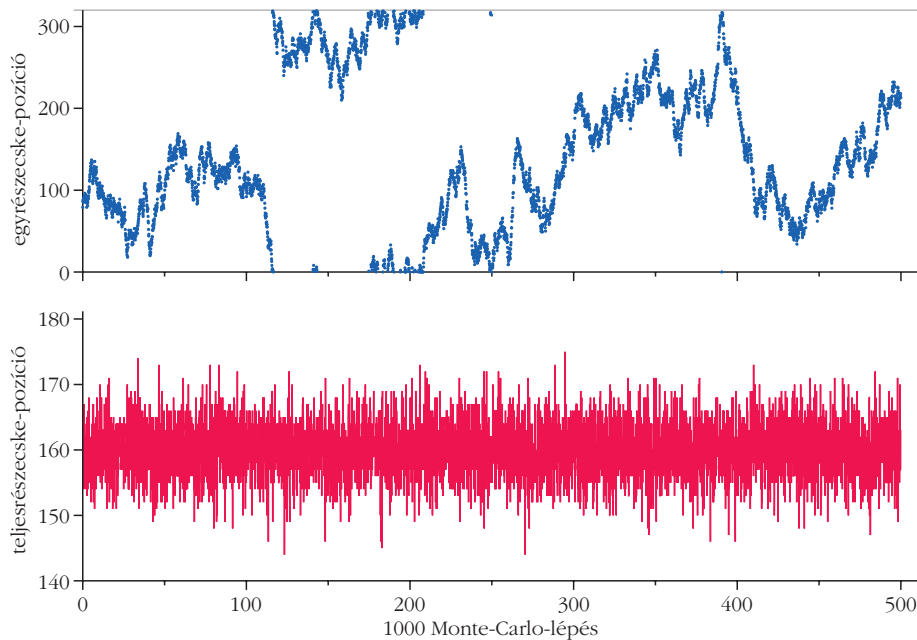


1. ábra.  $F_X$  a  $Z_q$  függvény diszkrét Fourier-transzformáltja, vagyis a polarizációeloszlás egy egydimenziós, spintelen, kölcsönható, fermionikus rácsmodell esetére. A  $V/t$  a kölcsönhatás és az átugrási integrál aránya.

ható rendszerek esetét nézzük. Az első momentum mindkét esetben egy egyszerű átlag. Az első esetben az  $X$  változó  $P(X)$ -re számolt átlaga, a másodikban a Wannier-függvények átlagpozíciója. Magasabb kumulánsok esetében már nem ilyen egyszerű a megfeleltetés. Az  $X$  változó magasabb rendű kumulánsai különböző Wannier-függvények átfedésének feleltethetők meg. A többtestpozíció klasszikus átlagként viselkedik, míg az egyes részecskék pozíciója nem. Ez az eredmény összhangban van Kohn tételével, amely szerint kvantumrendszerek esetén a szigetelés kritériuma a teljes pozíció lokalizációja, amely nem feltétlenül jelenti az egyes töltéshordozók lokalizációját.

## Számolások egydimenziós modellekre

Az 1. ábra a  $Z_q$  függvény  $F_X$  Fourier-transzformáltját mutatja egy spintelen fermionrácsmodell esetében [7]. A modellt két paraméter jellemez: a  $t$  átugrási integrál, amely az elektronok rácspontok között mobilitását adja meg, valamint az elektronok közötti  $V$  kölcsönhatás, amely csak akkor hat, amikor két elektron egymás mellett lévő rácspontokon helyezkedik el. A számolást egy  $L = 30$  méretű rácson egzakt diagonalizációs módszerrel, periodikus határfeltételekkel végeztük el. Az elektronsűrűség rácspontonként  $1/2$ . Ezt a modellt – a legegyszerűbb kölcsönható modell lévén – már sokan tanulmányozták. A modell anyagtudományi jelentősége, hogy magyarázatot ad a Verwey-átmenetre [8], egy olyan fém-szigetelő átmenetre, amely egyes kristályos anyagok elektronjainak egy spincsatornáján belül történik meg (például vas-oxid  $-153$  °C). Ezen kívül a modell áttérképezhető az egyszerű Heisenberg-modellre is. A modellről ismert,



2. ábra. Az egyrészecske- (fent), valamint a teljesrészecske-pozíció (alul) egy szimuláció futama alatt a bozonikus Hubbard-modellben,  $L = 320$  méretű rácson.

hogy  $|V/t| = 2$ -nél mutat átmeneteket. A  $-V = -2t$  átmenet egy energiarés nélküli fémes rendszert választ el egy olyan szigetelőtől, amelyben az elektronok „összeragadnak”, azaz a negatív  $V$  vonzó kölcsönhatása miatt nagy valószínűséggel egymás mellé kerülnek. A  $V = -2t$  pedig ugyancsak egy fémes rendszert választ el egy szigetelőtől, de ez esetben a szigetelő fázis egy töltéssűrűség-hullám.

Az  $F_x$  eloszlásból mindkét átmenet tisztán látszik. A szigetelő fázisokban ( $|V/t| > 2$ ) az eloszlásnak két éles csúcsa van, a fémes fázisban a csúcsok eltűnnek, az eloszlás lapos. Az a tény, hogy az eloszlás kétcsúcsos az egységcellánkénti  $p/q = 1/2$ -es elektronsűrűség következménye, emiatt szükséges a  $q = 2$  korrekció.

Az eloszlás tanulmányozásából kvantitatív eredményeket is ki lehet hozni. A polarizáció varianciájának végesméret-skálázásával meg lehet határozni a fázisátmeneti pontokat. A vezető fázisban a polarizáció varianciája lineárisan függ a mérettől (azaz a termodinamikai limeszben a variancia a végtelenhez tart), míg a szigetelő fázisokban a méret szerinti kitevő egynél jóval kevesebb. Ez esetben a variancia – termodinamikai limeszben – véges kell legyen. Bár az egzakt diagonalizáció csak kis méretű rácokra alkalmazható, számolásaink a fenti állításokkal összhangban vannak [7, 9].

A 2. ábra a bozonikus Hubbard-modell esetére, egy szimuláció futama alatt mutatja az egyrészecske-, valamint a teljesrészecske-pozíciót. Ehhez a számoláshoz egy variációs Monte-Carlo-módszert használtunk [9], az  $x$  tengely az ábrán a Monte-Carlo-lépésszámot mutatja. A rács itt  $L = 320$  méretű, a részecskesűrűség egységnyi. Az átugrási integrál és a kölcsönhatás aránya  $t/U = 0,25$ , ilyenkor a modell szigetelőfázisban van. Az ábra felső része egy részecske pozíciójának pályáját mutatja, amely a kicserélődési kölcsönhatás által delokalizálódik, míg az ábra alsó része a tömegközéppont pályáját ábrázolja. Az egyrészecske-pálya a teljes rácsot bejárja, míg a tömegközéppont csak a rács középpontját szórja körül. Szemléletes példa a Kohn-tételre: ez egy szigetelőrendszer, amelyben a teljes pozíció lokalizált, míg az egyes részecskék pozíciója nem.

## Összefoglalás

A modern polarizációelmélet (geometriai és Zak-fázis) alapjainak áttekintése után az elmélet soktestválogatásból kumulánsokat vezettünk le. A kumulánsok alkalmasak a polarizáció eloszlásának rekonstruálására, valamint végesméret-skálázásukból kikövetkeztethetők a fém-szigetelő átmenetek modellszámolások esetében. A bozonikus Hubbard-modell igen szemléletes példa Kohn tételére.

## Irodalom

1. E. M. Purcell, D. J. Morin: *Electricity and Magnetism*. Cambridge University Press (2013).
2. M. V. Berry, *Proc. Roy. Soc. London A* 392 (1984) 45.
3. C. A. Mead, D. G. Truhlar, *J. Chem. Phys.* 70 (1979) 2284.
4. R. Resta, *J. Phys. Cond. Mat.* 12 (2000) R107.
5. D. J. Thouless, *Phys. Rev. B* 27 (1983) 6083.
6. W. Kohn, *Phys. Rev.* 133 (1964) A171.
7. B. Hetényi, B. Dóra, *Phys. Rev. B* 99 (2019) 085126.
8. F. Walz, *J. Phys. Cond. Mat.* 14 (2002) R285.
9. B. Hetényi, L. M. Martelo, B. Tanatar, *Phys. Rev. B* 100 (2019) 174517.

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: [elft@elft.hu](mailto:elft@elft.hu)

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtítká, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 1000.- Ft (duplaszáma 2000.- Ft) + postaköltség.

**HU ISSN 0015–3257** (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)

# ERŐVISSZAJELZÉS ÉS MESTERSÉGES TAPINTÁS A MINIMÁLISAN INVAZÍV SEBÉSZETBEN

– okos laparoszkópok és sebészeti robotok

Radó János,<sup>1,2</sup> Dücső Csaba,<sup>1</sup> Szebényi Gábor,<sup>3</sup> Zbigniew Nawrat,<sup>4</sup> Fürjes Péter<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Energiatudományi Kutatóközpont MFA, Mikrorendszerek Laboratórium, Budapest

<sup>2</sup>Óbudai Egyetem, Anyagtudományok és Technológiák Doktori Iskola, Budapest

<sup>3</sup>Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Polimertechnika Tanszék, Budapest

<sup>4</sup>Foundation of Cardiac Surgery Development, Biocybernetics Laboratory – FRK, Zabrze, Lengyelország

## Laparoszkóptól a sebészeti robotokig

A sebészet fejlődésében 21. századi léptékkal is hatalmas ugrásnak mondható a laparoszkópos beavatkozások elterjedése. Természetesen hasonlóan fontos lépés volt az altatás, vagy épp a fertőtlenítés alkalmazása is, hiszen igazi sebészetről csak ezek elterjedését követően beszélhetünk. Az 1910-ben elvégzett első laparoszkópos beavatkozás azonban a sebészet forradalmának is tekinthető [1]. Ettől az időponttól kezdve a műtétek egy része elvégezhetővé vált az úgynevezett minimálinvazív (minimális beavatkozással járó)

A cikk megírását, illetve a kapcsolódó kutatómunkát a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alap és az ENIAC JU az „Intelligens katéterek fejlett rendszerekben, műtéti beavatkozásokhoz – INCITE” projekten (azonosítási számai: ENIAC Call 2013-1 / 621278-2 és NEMZ\_12-1-2014-0005) keresztül, a Nemzeti Kutatási és Fejlesztési Hivatal a Nemzeti Versenyképességi és Kiválósági Programon (azonosító: NVKP\_16-1-2016-0018) keresztül támogatta. A kutatás és a publikáció az Emberi Erőforrások Minisztériuma ÚNKP OE-RH, 1415/34, 2019 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának támogatásával valósult meg (támogatott: Radó János).

Köszönjük a Mikrorendszerek Laboratórium minden dolgozójának a fejlesztett MEMS eszközök mikromechanikai technológiákkal történő előállítását, valamint az FRK szakembereinek a robotvezérlés fejlesztéseiben való részvételét.

eljárással, amelynek számos előnye van a korábbi hagyományos, nyitott műtétekkel szemben. Ezek az előnyök a beteg vonatkozásában több szempontból is jelentősek. A minimálinvazív sebészet (MIS) kisebb műtéti sebet eredményez, amely egyrészt kisebb műtét utáni fájdalommal jár, másrészt csökkenti a fertőzésveszélyt, a felépülési időt, ennek megfelelően a kórházban töltött napok számát is. A laparoszkópos beavatkozás után fennmaradó kis felületi hegek esztétikai szempontból lényegesen előnyösebbek, mint egy nyitott műtét utáni vágás nyoma. Természetesen az előnyök nem csak a beteg oldaláról jelentősek. A rövidebb kórházi ápolás, a rövidebb felépülési idő jelentősen csökkenti egy-egy beavatkozás költségét,

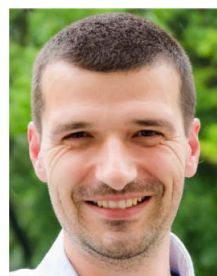
*Szebényi Gábor* okleveles gépészmérnök (BME 2007), PhD (2011). A BME Polimertechnika Tanszék egyetemi docense, az Anyagvizsgáló szaklaboratórium vezetője. A polimer kompozitok vizsgálata mellett kutatási területe a polimerek orvostechonikai alkalmazása, orvostechonikai eszközök és implantátumok fejlesztése és vizsgálata. Számos kutatási projektben, orvosokkal együttműködve kutatta és kutatja a polimerek orvostechonikai alkalmazásainak új területeit, fejleszti a meglévő eszközöket.



*Zbigniew Nawrat* fizikus, akadémikus PhD munkájától kezdődően mesterséges szervekkel (szívbillentyű-protézisek és vérszivattyúk), illetve sebészeti robotikával kapcsolatos úttörő kutatásokat folytat. A RobinHeart sebészeti robot tervezője. A Szívsebészeti Fejlesztések Alapítvány Szívprotézisek Intézete igazgatója, tanít a Sziléziai Orvostudományi Egyetemen. Az International Society for Medical Robotics alapítója és elnöke, a *Medical Robotics Reports* folyóirat alapító és főszerkesztője.



*Fürjes Péter* a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem mérnök-fizikus, és MBA szakán végzett, fő kutatási területe komplex mikrorendszerek – BioMEMS, Lab-on-a-Chip, Organ-on-Chip eszközök – fejlesztése analitikai, orvosi diagnosztikai alkalmazásokhoz. Az Energiatudományi Kutatóközpont Mikrorendszerek Laboratóriumának vezetője, a BME meghívott előadója. Eurosensors Fellow, az Európai Nanoelektronikai Társaság tudományos bizottságának tagja.

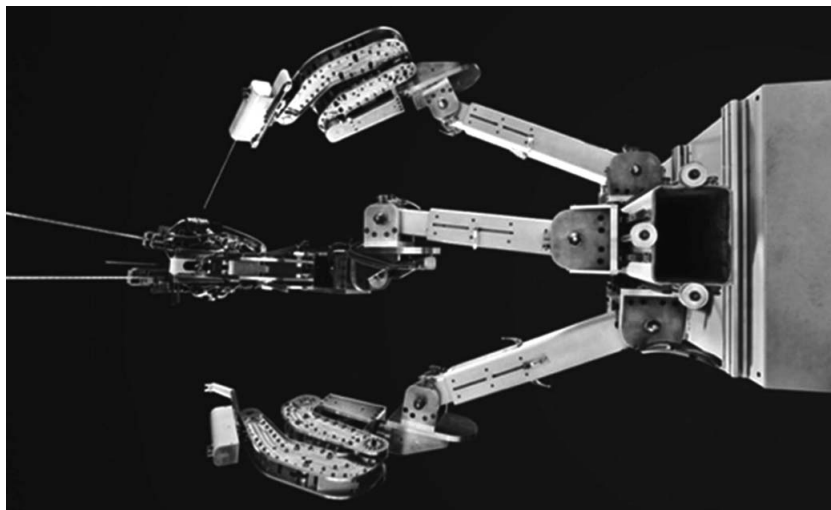


*Radó János* mechatronikai mérnökként szerzett 2013-ban alap, 2015-ben mesterdiplomát. Jelenleg az Óbudai Egyetem Anyagtudományok és Technológiák Doktori Iskola doktorjelöltje. Szakmai munkáját az Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézeténél végzi. Kutatási területe a mikro-elektromechanikai (MEMS) és nano-elektromechanikai (NEMS) szerkezetek vizsgálata, tervezése.



*Dücső Csaba* PhD, az Energiatudományi Kutatóközpont tudományos főmunkatársa. Kutatási területe: mikroérzékelők, vékonyréteg- és mikromegmunkálási technológiák.





1. ábra. Az FRK által fejlesztett RobinHeart mc<sup>2</sup> sebészeti robot.

amely társadalmi szintű előnynek tekinthető, hiszen kevésbé terheli az egészségbiztosítási alapot. Ugyanakkor a laparoszkópos műtétek – főleg a sebész számára triviális – hátrányairól sem szabad megfeledkezni. A beavatkozást végző orvos elveszti egyik legfontosabb érzékét, a tapintását. A tapintás pedig rendkívül fontos egy szerv vagy egy szövet állapotának felmérésében, a rendellenességek feltárásában. További problémát jelent, hogy az eszközök mozgása ellentétes a műtéti üregeken belül, mint ahogy azokat az orvos a testen kívül mozgatja. Ezt pedig a tanulási folyamatot jelentősen megnyújtja, és még a gyakorlott orvosoknak is kihívást jelent. Fentiekhez társul az eszközök – ergonómiai szempontból – előnytelen kialakítása, a csukló hiánya, ami rendellenes testtartás mellett várja el az orvostól, hogy megfelelően végezze el – az akár hosszabb ideig is elhúzódó – műtétet. A harmadik nagy hátrány, a térlátás elvesztése viszont – ami miatt a laparoszkópos beavatkozásokat kezdetben csak diagnosztikai célokra lehetett alkalmazni – az endoszkópok és a 3 dimenziós képalkotás fejlődésével mára talán már megoldódott.

Újabb jelentős mérföldkő volt a MIS területén a sebészeti robotok megjelenése. Az első sebészrobot által asszisztált műtétet ugyan már 1985-ben elvégezték, mégsem jelentette a laparoszkópos műtétek hátrányainak teljes leküzdését. A mai értelemben vett robotasszisztált műtétek – amelyek az 1990-es évek közepén jelentek meg és a 2000-es évektől terjedtek el világszerte – egyik nagy előnye ugyanis, hogy visszaadta a sebésznek a csuklót. A laparoszkópon elhelyezett csuklók az eszközök – csipeszek, szikék, tűk – finomabb mozgását tették lehetővé. A robot továbbá virtuálisan visszaállította a műtéti üregeken belüli és kívüli mozgások irányának párhuzamosítását is, lerövidítve az orvosok tanulási idejét. Az orvos egy távoli – leggyakrabban a műtőben a robottal egy légtérben elhelyezett – konzolról irányítja a beavatkozást végző robotkarokat, amelyeket egy valós idejű 3D kamera kép segítségével joystick jellegű karokkal mozgat a valós mozgatási irányoknak megfelelően. Mindemel-

lett a már ismert – a kisebb beavatkozással járó – előnyöket a műtétek robot általi támogatása, a nagyobb precizitásnak köszönhetően tovább fokozta [2]. A rendszer képes kiszűrni az orvos kézremegéseit és az eszközök pontosabb pozicionálását is lehetővé teszi a kontroller és a laparoszkóp valós mozgásai közötti arányok beállításának lehetőségén keresztül (1. ábra).

Azonban a mai napig sem sikerült kielégítő módon megoldani a sebész tapintásának visszaadását. A feladat – amelyeken több kutatócsoport is párhuzamosan dolgozik – kettős: egyrészt szükséges egy szenzor vagy szenzorcsoporthoz, amely összegyűjti az információkat a szervek, szövetek

felületéről, állagáról, másrészt pedig egy beavatkozó rendszer, amely az összegyűjtött információkat továbbítja az irányító felé és valamely módon azt a sebész számára is értelmezhető formába transzformálja.

## Orvostársadalom és tapintásérzékelés

Felmerül a kérdés, hogy az orvostársadalom részéről a tapintásérzékelésre van-e egyáltalán igény. A sebészrobot-asszisztált – erő-visszacsatolás nélküli – műtétek az elmúlt 20-25 évben széles körben alkalmazott eljárások, így szinte rutineljárásnak számítanak. És valóban, egy felmérés szerint a sebészrobot által asszisztált műtétekben már számottevő tapasztalattal rendelkező orvosok nem igénylik az erő-visszacsatolást [3]. Aki számos hasonló műtétet levezé nyelt már, megtanul érezni a szemével. A 3D képfeldolgozó és megjelenítő eszközök alkalmazásával, külső segítség nélkül is felismeri a korlátokat, határokat. Természetesen az ezen a téren „kezdő” sebészek hasznosnak és fontosnak érzik a visszacsatolást. A visszacsatolás létjogosultsága azonban egyértelmű. Egy tanulmányban megvizsgálták, mekkora pontossággal képesek az orvosok az eltérő keménységű szöveteket megkülönböztetni, ha kizárólag a látásukra – 3D kamera képre – hagyatkoznak. Az eredmények alapján átlagosan 15%-ban határozták meg jól az adott szövet keménységét. Ha a vizuális visszacsatolást kiegészítették erő-visszacsatolással is ez eredmény 96%-ra javult. Egy másik tanulmány is alátámasztja, hogy az orvosok számára legnagyobb kihívás a szövetek állagának, tömörségének a meghatározása. A legtöbb szakember ezért is gondolja fontosnak az erő-visszacsatolást. Természetesen fontosnak tartják azt is, hogy érezzék, mekkora erőt fejtenek ki az adott szerve-re. Harmadik helyen pedig az ergonómiai szempontok végeztek. Nevezetesen az orvos kezére ható erők csökkentését, mint az erő-visszacsatolás kiaknázható előnyét nevezték meg. Vizsgálták azt is, ki milyen típusú visszacsatolást részesít előnyben. A diszkrét, egy beállított erőlimit elérésekor jelentkező hangjelzéshez képest

a vizuális és haptikus (tapintási érzékeléssel kapcsolatos) visszacsatolás lényegesen hasznosabb lehet, mert folyamatos, valós idejű információt szolgáltat a műtét során. Nyilvánvaló, hogy ezen rendszerek számtalan kihívás elé állítják a kutatókat [4]. A kis hibák és jelkésleltetések az ilyen szabályozó rendszerekben kontrollálhatatlan oszcillációt, instabilitást eredményezhetnek, amelyek a sebészetben megengedhetetlenek. A műteti környezet pedig számos igényt támaszt az amúgy már kereskedelmi forgalomban is beszerezhető, hatékonyan működő erőmérőkkel szemben. Kihívást jelentenek a szenzorok beültetésére rendelkezésre álló igen kicsiny terek, a méretbeli, geometriai korlátok, nem beszélve az elektromos és biokompatibilitás vagy a sterilizálhatóság szigorú előírásairól.

## Az erőmérés lehetőségei

Az elmúlt években – a kihívások és nehézségek ellenére – számos megoldás látott napvilágot mind az erőmérés, mind pedig a visszacsatolás tekintetében. Az egyik legkézenfekvőbb megoldásnak az tűnik, ha a robotkarokat mozgató egyenáramú motorok által felvett áramban rejlő erőinformációkat használjuk fel a karokat terhelő erő, illetve nyomaték meghatározására. E módszernek megvan az az előnye is, hogy nem szükséges külön érzékelő, elkerülve ezzel a fent említett beépítési korlátokat. Ugyanakkor figyelembe kell venni, hogy az áramból becsült erőjelekben is megjelennek a motorokra jellemző dinamikus hatások által okozott jelenségek (például túllövések), másrészt egy tanulmány szerint a becsült és mért értékek között az eltérés átlagosan 250 mN körülnek adódott, ami meglehetősen sok, figyelembe véve, hogy például egy katéterablációs beavatkozásnál alkalmazott nyomóerő 300 mN körüli.

Az irodalomban olyan példát is találhatunk, amikor egyszerűen a kereskedelmi forgalomban kapható erőmérő eszközöket helyeznek el a sebészrobot csipeszére. E próbálkozások persze sokkal inkább egy műtét során fellépő erőhatások feltérképezését szolgálják, mintsem a valós idejű erő-visszacsatolás alapját képezik, hiszen ezekben az esetekben a fertőtlenítés, sterilizálás egészen biztosan nem oldható meg.

Egyes kutatók próbálkoztak erőmérő cella vagy nyúlásmérő bélyeg laparoszkóp fejébe történő beépítésével [5], illetve laparoszkóp vezetőhüvelyére ragasztott, félhidakba rendezett nyúlásmérő bélyegek elhelyezésével is [6].

A nyúlásmérő bélyegeknél lényegesen nagyobb érzékenységgűek a szilícium alapú MEMS (mikro-elektromechanikai rendszer) erőmérő szenzorok. A mikro-mechanikai technológiával előállított mikroerőmérő szenzorok kiemelt szerepet játszanak a tapintásérzékelésben, a robotikában és az orvosbiológia területén, csakúgy, mint a gépjármű-alkalmazásokban. Működésük alapja, hogy a támadó erővektort elmozdulássá vagy mechanikai feszültséggé transzformálják. Kutatócsoportunk is ezek fejlesztésével, laparoszkópcsipeszbe történő beültetésével foglalkozott [7].

Kézenfekvő megoldás – az erőmérésre már számos területen alkalmazott – piezoelektromos hatás kiaknázása. A módszer nagy előnye, hogy az érzékeléshez nem szükséges külső tápforrás, és az eszközök válaszüze rendkívül gyors, ugyanakkor a jelfeldolgozás – különösen statikus erők mérése esetén – nehézkes.

Az optikai elven működő rendszerek nagy előnye, az MRI (mágneses rezonancia képalkotás) kompatibilitás. A szenzorok kialakíthatók a csipesz belsejében, vagy beépíthetők a laparoszkóp/katéter szárába, ahol a terhelő erővel arányos fényintenzitás-változás detektálható. Egy másik megoldás a laparoszkóp tövében elhelyezett érzékelő rendszer. Ebben az esetben a fényt egy optikai résen átvezetve és egy osztott fotodiódával detektálva, a dióda egyes szegmenseinek fotóáram-változása lesz arányos az elhajlás mértékével, tehát közvetve a laparoszkóp végén ható erővel.

Szintén a sebészrobotikában felhasználható eredményeket értek el magnetoreológiai folyadékok alkalmazásával. A vas-karbonil részecskéket tartalmazó szilikonolaj-rendszer viszkozitása mágneses térrel változtatható, így a laparoszkópra ható ellenőrző hangozható. A módszerrel olyan tesztminták állíthatók elő, amelyek flexibilitása és dinamikája hasonló a természetes szövetekéhez.

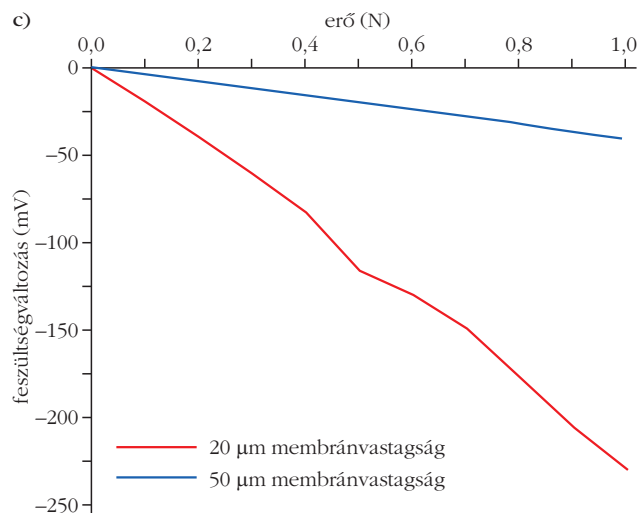
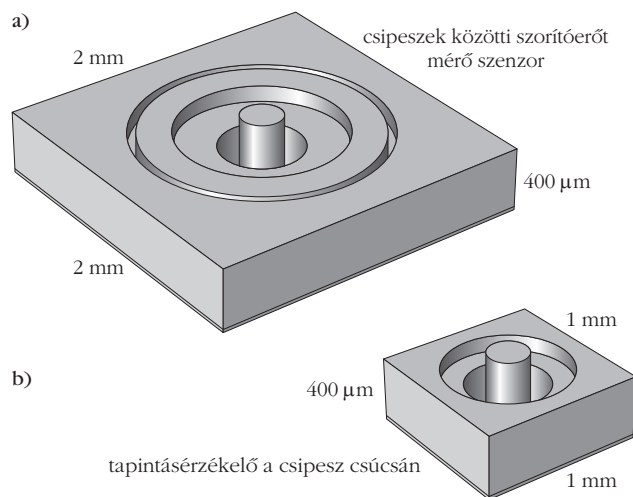
Természetesen nem csak erőt lehet monitorozni. Számos példát találunk a sebészrobotikában, amikor a vizsgált mennyiség a gyorsulás. A gyorsulásszenzorok jelei alapján is elkülöníthetők egymástól olyan események, mint a szövet elérése, varrótű megfogása, elengedése, eszközök ütközése.

## Valós idejű erő-visszacsatolás műtét közben

Az előző fejezetben ismertetett módszerek bármelyikével is térképezzük fel a szövetek, szervek morfológiáját, keménységét, végső soron az információkat egyszerű villamos – esetleg optikai – jelek formájában továbbítjuk. A következő kritikus feladat tehát, hogy a villamos jelekből – így vagy úgy – legalább részben próbáljuk meg rekonstruálni az orvos elvesztett tapintásérzetét. A mérési módszerek kutatásával párhuzamosan erre is számtalan megoldás született az elmúlt években.

Gyakran alkalmazott megoldás a pneumatikus beavatkozó. Ebben az esetben felfújható ballon nyomását változtatják szolenoidszelepen keresztül a mért erő függvényében. A félgömb alakú szilikonballonokat a kontrolleren helyezik el úgy, hogy az az irányító orvos ujjbegyeit stimulálja. Jellemzően diszkrét nyomásértékeket állítanak be úgy, hogy az első nyomás-szint megfeleljen annak a minimális erőnek, amivel a szövetet – annak megfogásához – szorítani kell.

Egy másik módszer a kommutátor nélküli egyenáramú motorok használata. Az igen egyszerű kivitelű – egy tekercsből és egy mozgó állandó mágnesből álló – lineáris motorokkal a laparoszkóp rezgése csatolható vissza az orvos kezére. A rezgések tulajdonságaiból pedig a sebész következtetni tud a műtét során bekövetkező – vizuálisan nem azonosítható – eseményekre.



2. ábra. A specifikációknak megfelelő Si erőmérő szerkezetek sematikus rajzai: méreteik  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  (a) a csipeszek közötti szorítóerőt mérésre dedikált szenzorok esetén, és  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  (b) a csipesz csúcsán elhelyezkedő tapintásérzékelő chip esetén. A deformálódó membrán átmérője mindkét esetben  $500 \mu\text{m}$ , az érzékenységet – a támadó erőre adott kimeneti feszültségváltozást – a membránvastagság határozza meg (c), ami  $50 \mu\text{m}$  és  $20 \mu\text{m}$ .

Végül – a lengyel kollégákkal közös projektünkben is alkalmazott módszer – a kefe nélküli egyenáramú nyomatékmotorok (BLDC motor) használata [8]. A 3D erőmérő jeleit az orvosoldali haptikus vezérlő interfészen elhelyezett 3 darab BLDC motorra csatolják vissza, ezzel reprodukálva az erőmérőre ható erőt, mint vektormennyiséget.

## MEMS 3D vektoriális erőmérő integrálása a RobinHeart sebészeti robotba

Az előző fejezetekben ismertetett szempontok figyelembevételével olyan érzékelő rendszert terveztünk és valósítottunk meg, amely méretét tekintve alkalmas lehet laparoszkópcsipeszbe történő integrálásra. Az ENIAC INCITE projekt során – a technológiai lehetőségekhez mérten – a legkisebb MEMS piezorezisztív erőmérő szenzorokat alakítottuk ki, majd ezeket olyan flexibilis elektronika építettük, amely már a laparoszkópfejben képes ellátni a szenzorok jelének előzetes kondicionálását és digitalizálását. Megoldottuk az elektronika modellcsipeszbe történő integrálását, illetve lengyel partnereink segítségével demonstráltuk az erőinformáció RobinHeart sebészeti robot vezérlésében történő feldolgozását haptikus erővisz-szajelzést megvalósítva.

### Piezorezisztív MEMS erőmérő kialakítása mikromechanikai technológiákkal

Az irodalom és saját tapasztalatok alapján az erővektor és a mechanikai deformáció detektálására a piezorezisztív elven alapuló kiolvasási módszert választottuk. Ebben az esetben kihasználjuk, hogy mechanikai feszültség hatására a félvezető sáv szerkezete módosul, és ennek megfelelően az elektronok – n-típus –, illetve a lyukak – p-típus – effektív tömege és így mozgékonyasága megváltozik. Ez természetesen fajla-

gos ellenállás-változással, és így a piezoelem abszolút ellenállásának megváltozásával jár.

A 3D erőmérő mátrix specifikációja (például mérési tartomány, érzékenység, geometria, gyártástechnológia): a tervezett alkalmazási céloknak megfelelően definiáltuk a MEMS erőmérő eszköz funkcionális és technikai paramétereit. A geometria pontos paramétereinek meghatározására (membrán vastagsága, laterális geometria) és a beágyazott piezorezisztív ellenállások érzékenységének vizsgálatára/tervezésére végelemes modellt fejlesztettünk és ezeket részleteiben elemeztük. Az eszközök membránelmozdulását és érzékenységét a csatolt elektromechanikai modelleredményekből számítottuk COMSOL Multiphysics® 4.3a (Burlington, MA, USA), illetve SILVACO (Santa Clara, CA, USA) szimulációs szoftverek alkalmazásával (2. ábra). A végelem-számítások eredményei alapján elkészítettük az erőmérőcsalád fotolitográfiához szükséges maszkterveit – amelynek során figyelembe vettük a lehetséges tokozási technikákat is, mint amilyen a szenzor hátoldali kötése üveghez.

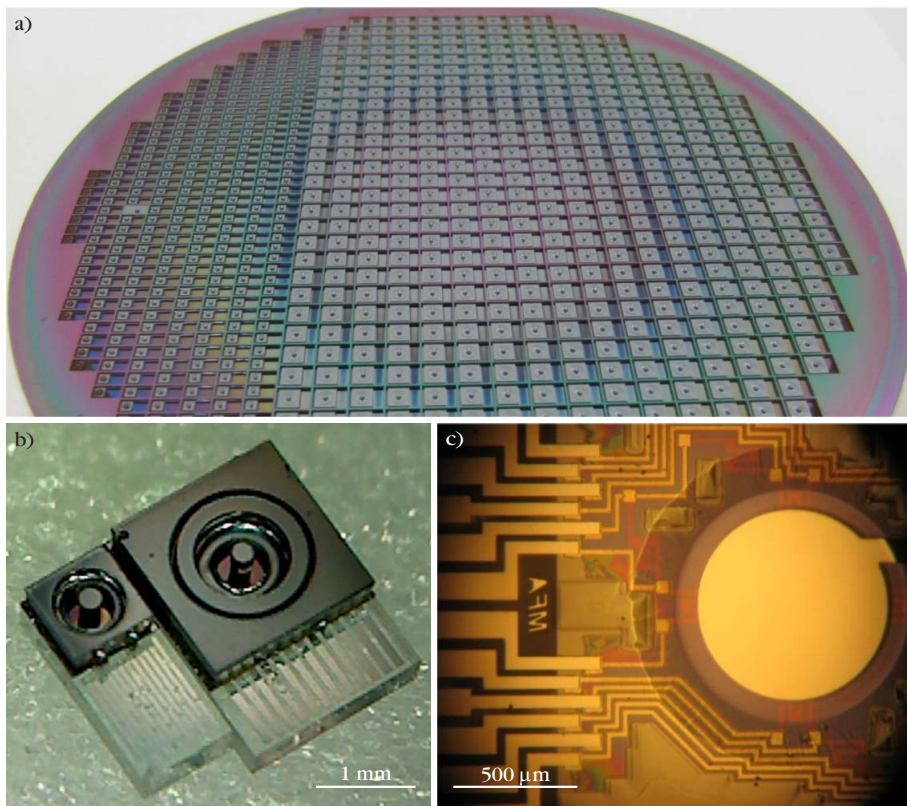
A mikroerőmérő eszközöket az Energiatudományi Kutatóközpont MFA Mikrorendszerek Laboratóriumának szilícium mikrotechnológiai megmunkáló során készítettük el. Kiindulól hordozóként (100) orientációjú, n-típusú Si-SiO<sub>2</sub>-Si szerkezetű szeleteket alkalmaztunk – a szimulációs tervezésnek megfelelően –  $20 \mu\text{m}$  és  $50 \mu\text{m}$  vastagságú előoldali szilíciumréteggel. A hátoldali fémkontaktus kialakításához Borofloat33™ (Schott AG, Mainz, Németország) típusú börtartalmú,  $500 \mu\text{m}$  vastag üvegszeleteket használtunk. A piezoellenállások kialakítása megfelelő dózissal adalékolással történt. A szigetelő rétegeket atmoszférikus és alacsony nyomású gőzfázisú leválasztással (APCVD, LPCVD), a vezető Al- és AlSi-rétegeket vákuumgőzléssel és porlasztással vittük fel a szeletre. A leválasztott rétegek planáris strukturálását nedves és száraz marási technológiákkal (reaktív ionmarás, vagy RIE –

Diener Pico, Ebhausen, Németország) oldottuk meg. Szenzorunk 3D geometriáját mély reaktív ionmarással (DRIE – Bosch eljárás) alakítottuk ki Oxford Plasmalab 100 (Bristol, Egyesült Királyság) ICP plazmamaró berendezést használva. Az elkészült szilícium- és üvegszeleteket maszkillesztőben végzett illesztés után anódos bondolással Süss SB 6L (Garching, Németország) szeletkötő berendezésben kötöttük össze, majd gyémánttárcsás programozható DISCO DAD 320 chipfűrészsel (Tokio, Japán) szeleteltük fel (3. ábra).

### Intelligens laparoszkóp

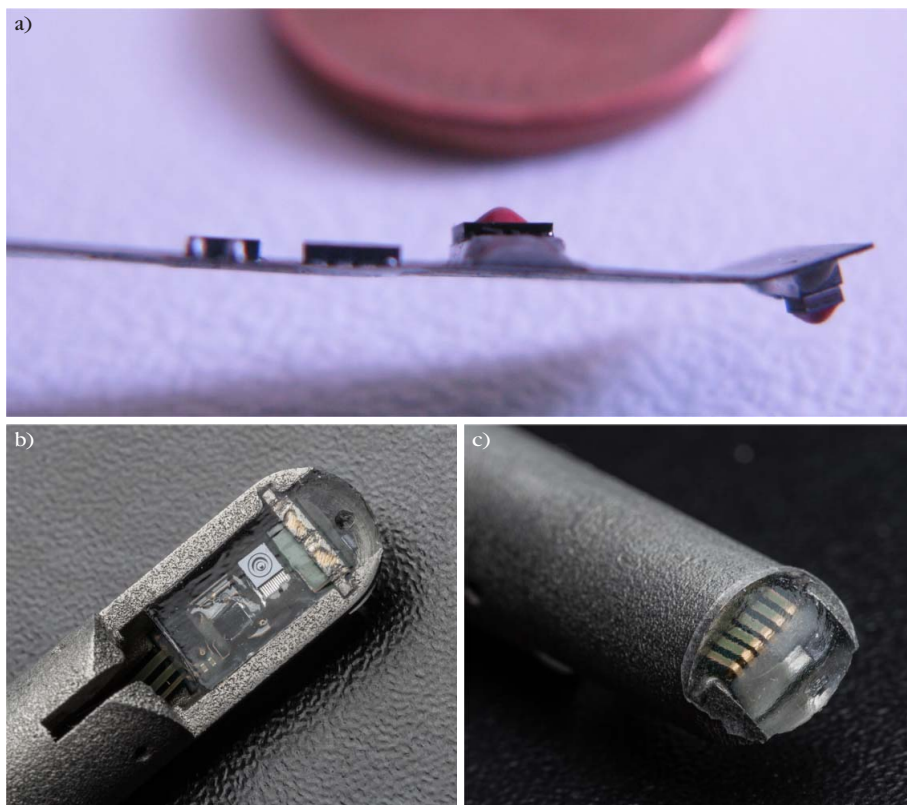
Ezek után a két, eltérő érzékenyséű és méretű erőmérőt egy laparoszkópcsipesz-modelbe ültettük úgy, hogy az erőmérők jeleit a csipeszben történő digitalizálást követően egy flexibilis nyomtatott áramkörön keresztül a robotkarig vezettük. A nagyobb (kevésbé érzékeny) szenzor a csipesz belsejébe került és a szorító erő mértékét mérte, míg a kisebb (érzékenyebb) szenzor – tapintásérzékelőként – a csipesz hegyébe került. A csipesz végső kialakítása – amely rozsdamentes orvosi ötvözetből (EOS StainlessSteel GP1) közvetlen lézeres fémszinterezés (DMLS) technológiával készült és biokompatibilis bevonattal (Nusil MED 6215 orvosi minőségű additív szilikon) láttuk el – a 4. ábrán látható.

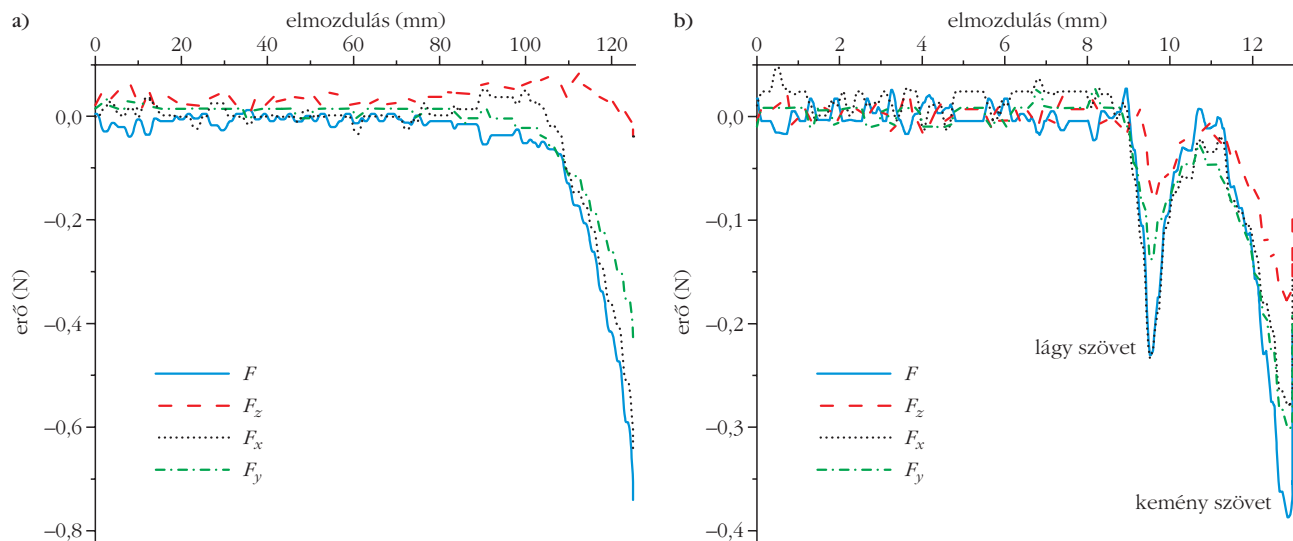
Az erőmérő szenzorokkal integrált fémcsipeszt az FRK szakemberei egy mechatronikus laparoszkópba építették. Okos laparoszkópunk már képes kommunikálni a MIS robotvezérlő rendszerrel, így beépíthetővé vált a RobinHeart PVA és RobinHeart mc<sup>2</sup> sebészeti robotokba. A laparoszkóp és a robot vezérlő rendszere közötti kommunikáció a megfelelő adatbiztonság érde-



3. ábra. A 3D megmunkált szilíciumszelet membránelemekkel (a), a hátoldali üveggel bondolt, elkészült szenzorok (b) és a piezorezisztív érzékelő elemek a Si-membrán hátoldalán (c).

4. ábra. A flexibilis nyomtatott áramkör csipeszbe ültetett vége a két erőmérő szenzorral és a két AD konverterrel (a). A tapintásérzékelő szenzor a nyomtatott áramkör hátoldalán van, szereléskor visszahajtv a csipesz hegyére kerül. A fémcsipeszbe épített erőmérő chippek és a hibrid áramkör biokompatibilis polimerrel borítva – demonstrációs célból a polimer átlátszó (b és c).





5. ábra. A tapintásérzékelő szenzor válaszelei csirkeszív (a) és csirkeszárny lágy és kemény szövet esetén (b): a szövet rugalmassági paraméterét az egységnyi elmozduláshoz tartozó fajlagos erőértékek mutatják.

kében a járműiparban elterjedt soros, aszinkron kommunikációs (CAN) protokoll szerint folyik. Ennek megfelelően a laparoszkóppan elhelyezett jelfeldolgozó áramkör kétvezetékes, szinkron (I<sup>2</sup>C) kommunikációját egy megfelelő áramkör segítségével konvertálnunk kell. Ez az áramkör végzi a szenzorok jeleinek kondicionálását, konverzióját, gyűjtését, zajszűrését, kalibrációját, továbbítását, valamint biztosítja a szenzorok alacsony zajú tápellátását is.

### Biomechanikai tesztek és haptikus erő-visszacsatoló rendszerrel rendelkező sebészeti robot

A RobinHeart PVA robotba épített erőmérő szenzorokkal biomechanikai vizsgálatokat végeztünk és megállapítottuk, hogy a visszamért villamos jelek alapján elkülöníthetők a lágy (bőr, izomszövet) és kemény (csont) szövetek, ahogy ez az 5. ábrán bemutatott néhány mérési eredmény alapján látható.

6. ábra. A RobinHeart mc<sup>2</sup> kísérleti sebészrobot és haptikus vezérlése (RobinHand) kiegészítve a kontakt erő mérésre képes „okos” laparoszkóppal. A rendszer alkalmas valós idejű erővisszajelzésre a vezérlő sebész számára.



Fejlesztéseink legkomolyabb célja az volt, hogy erővisszajelzést, virtuális tapintásérzetet tudjunk biztosítani az operációt végző sebésznek. Ez a laparoszkópba integrált erőmérő szenzorok legbonyolultabb alkalmazása, amely a szenzorok és a RobinHeart mc<sup>2</sup> sebészrobot haptikus kontrollerének (RobinHand) összekapcsolását jelentette (6. ábra). Az elektronikailag és mechanikailag is integrált erőmérő szenzorok jeleit – megfelelő kondicionálás után – a sebészeti robot vezérlő rendszeréhez továbbítottuk. Az EK-MFA szakemberei által meghatározott erőszámítási algoritmust programoztuk a robot vezérlő szoftverébe, így a laparoszkóp csúcsába épített szenzor által detektált vektoriális erőt a kontroller vissza tudja adni a motorok erőkomponensekkel arányos fékezésén keresztül a sebész kezére. Vagyis, amikor a laparoszkópcsipesz csúcsa kemény felülethez érintkezik, a mért ellenirányú erőnek megfelelően a vezérlő rutin lassítja vagy megállítja a robotlaparoszkóp mozgását, illetve a haptikus kontroller motorjainak nyomatóka is változik, valós érzetet adva vissza a sebésznek.

## Összefoglalás, kitekintés

A szenzorokkal felszerelt „okos” eszközök – az első ilyen telefon 2007-es bemutatása óta – jelentősen megváltoztatták mindennapi életünket, és ez a forradalom a technológia minden területére áterjedt. Az írásunkban bemutatott „okos” laparoszkópok olyan minimálisan invazív műtéti rendszerek és technológiák fejlesztését szolgálják, amelyek képesek felgyorsítani a paradigmaváltást a drága és bonyolult műtéti beavatkozások irányából a költséghatékony, betegbarát, minimálisan invazív beavatkozások felé. Mindamelllett hozzájárul olyan új műtéti eljárások kidolgozásához is, amelyek javíthatják a betegek túlélési arányait és az elérhető posztoperatív életminőséget.

Mindazonáltal a komplex, minimálisan invazív műtéti eljárások pontos vezérlést és ellenőrzést igényelnek. A sebésznek folytonos, valós idejű, multimodális információkra van szüksége a műtéti terület szerkezetéről,

funkcionalitásáról és anatómiájáról. Munkánk során olyan demonstrációs műtéti rendszerek tervezését, építését, elemzését és funkcionális tesztelését végeztük, amelyek integrált áramköri és MEMS komponensek alkalmazásával extrém kis méretben integrálják az érzékelő, jelfeldolgozó és csatlakozó funkciókat, lehetővé téve taktilis információ továbbítását a laparoszkóp és a sebész között. Ennek megfelelően demonstráltuk a mechanikai érzékelési lehetőségek (tapintás, erő-visszacsatolás) alkalmazhatóságát MIS rendszerekben, megalkotva az első, MEMS erőmérő eszközzel felszerelt, erő-visszacsatolással rendelkező kísérleti sebészeti robotrendszert (FRK – RobinHeart mc<sup>2</sup>).

Kutatócsoportunk aktuális fejlesztései (az ECSEL POSITION-II projekt keretében) a vektoriális erőmérő szenzorok további méretcsökkentését, és azok katéterrendszerekbe történő beültetését célozzák, ami reményeink szerint lehetővé teszi kontakt erő visszajelzését szív és érrendszeri elektrofiziológiás, illetve katéterablációs beavatkozások során.

## Irodalom

1. M. Hatzinger, S. T. Kwon, S. Langbein, S. Kamp, A. Häcker, P. Alken: Hans Christian Jacobaeus: Inventor of human laparoscopy and thoracoscopy. *J. Endourol.* 20/11 (2006) 848–850.
2. Z. Nawrat: State of the art in medical robotics in Poland: Development of the Robin Heart and other robots. *Expert Rev. Med. Devices* 9/4 (2012) 353–359.
3. M. E. Hagen, J. J. Meehan, I. Inan, P. Morel: Visual clues act as a substitute for haptic feedback in robotic surgery. *Surg. Endosc. Other Interv. Tech.* 22/6 (2008) 1505–1508.
4. A. M. Okamura: Haptic feedback in robot-assisted minimally invasive surgery. *Current Opinion in Urology* 19/1 (2009) 102–107.
5. A. Abouei Mehrizi, M. Moini, E. Afshari, J. Kadkhodapour, A. Sadjadian, S. Najarian: Application of artificial palpation in vascular surgeries for detection of peripheral arterial stenosis. *J. Med. Eng. Technol.* 38/4 (2014) 169–178.
6. M. Moradi Dalvand, B. Shirinzadeh, A. H. Shamdani, J. Smith, Y. Zhong: An actuated force feedback-enabled laparoscopic instrument for robotic-assisted surgery. *Int. J. Med. Robot. Comput. Assist. Surg.* 10/1 (2014) 11–21.
7. J. Radó et al.: 3D force sensors for laparoscopic surgery tool. In 2016 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (2016) 1–4.
8. L. Mucha, K. Lis, D. Krawczyk: *Experimental Verification of Force Interactions for Robinhand Prototype Motion Controller.* (2019) 56–61.

**A koronavírus-járvány miatt a 2020. évi FIZIKATANÁRI ANKÉT ÉS ESZKÖZBEMUTATÓ sajnos elmaradt, de elkészült ELŐADÁSÁT, bemutató KÍSÉRLETÉT – akár rövid videómelléklettel –, POSZTERÉT a Szemlében megjelenő cikk formájában**

**OSSZA MEG KOLLÉGÁIVAL!**

**Köszönettel, a szervezők**



## MIT JELENT A TÉR A FIZIKÁNAK ÉS A MŰVÉSZETNEK?

Stonawski Tamás – Nyíregyházi Egyetem

Fülöp Csilla – Madách Imre Gimnázium, Budapest

A fizika határterületei egyre fontosabbá válnak a 21. században. A technológiai környezet fejlődése új utakat nyit meg a különböző tudományok találkozásához, beleértve a természet- és társadalomtudományokat, valamint a művészetet is.

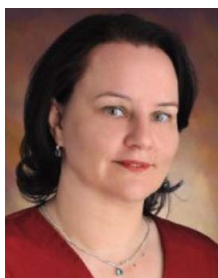
Mi van a térben? Ez lehet az egymástól eltávolodott tudományterületek közös kérdése. A tér (ebben egyetértés van) soha nem üres: kitöltheti anyag, sebesség- és erővektorok, energia stb. A térben lejátszódó folyamatok sok esetben a szemnek láthatatlanok (például gravitáció, elektromos erőhatások), de vizuális szemléltetésükre például erőtereket és áramvonalakat használunk. A művészet is vállalkozik a tér bizonyos láthatatlan tulajdonságainak művészi ábrázolására, de sokszor jóval összetettebb és szabadabb formában. Mindkét terület mesterséges konstrukciót alkalmaz a mélyebb összefüggések feltárása érdekében. Ha a tudományos és művészeti erővonalakat párhuzamba tudjuk állítani, azaz olyan festményeket választunk ki, amelyekeken bizonyos fizikai tereket fedezünk fel, és megmutatjuk tanítványainknak, elemeztetjük velük, színesebbé-vonzóbbá tehetjük a fizikaórákat, és még a különféle erőterek memorizálásában is segítséget adunk.

A tanulmány a Magyar Tudományos Akadémia Tantárgy-pedagógiai Kutatási Programja támogatásával készült.

A szerzők köszönetüket fejezik ki Jubbász Andrásnak, Tél Tamásnak, Pirk Lászlónak, Beszedá Imrének és Tarján Péternek.



Stonawski Tamás a Nyíregyházi Egyetemen főiskolai adjunktus. Doktori címét 2016-ban az ELTE Fizika Tanítása doktori program keretében szerezte. Kutatási területe a digitális média alkalmazása a tanulói kreativitás, problémamegoldás és önálló kísérletezés fejlesztésére általános és középiskolában.



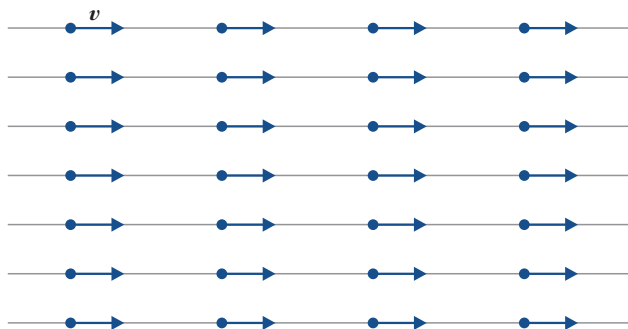
Fülöp Csilla az ELTE TTK-n szerzett matematika-fizika-angol szaktanári szakos diplomát. A közoktatás széles skáláján szerzett tanári tapasztalatot: angliai magániskolában, főiskolai vezetőtanárként, szakgimnáziumban, reál hatosztályos és humán elitgimnáziumban. Érdeklődési területe a fizika új didaktikai lehetőségei, különös tekintettel a humán vonatkozásokra. Doktori értekezését 2018-ban védte meg az ELTE-n.

### A valóságban léteznek erővonalak?

A bennünket körülvevő tér tehát fizikai szempontból soha nem üres, hiszen a részecskék különböző tulajdonságú halmazai (testek, közegek) és a fizikai mezők (erőterek, áramlási terek) töltik ki. A makroszkopikus testek többnyire szabad szemmel láthatók (kivételt képez, ha a közeg és az átlátszó test közel azonos törésmutatójú), az erőterek (fizikai mezők) viszont szemünk számára láthatatlanok, kimutatásukhoz érzékeny műszerek szükségesek. A láthatatlan fizikai mezők jellemzésére a fizikusok (elsősorban Faraday nagy érdeme) vizuálisan is megjeleníthető matematikai alapú segédfogalmakat alkottak (például erővonalak, trajektóriák, áramlási vonalak, potenciálfelületek stb.). Ezekkel a formalizmusokkal a középiskolai fizikaórákon már találkozunk, de értelmezésük – éppen elvont tartalmuk okán – a diákok számára nem egyszerű feladat (1. ábra).

A legtöbb zavar oka az lehet, hogy a diákok az ábrázolt segédfogalmakat gyakran fizikai valóságnak tekintik, de mindennapi tapasztalataikban nem találják meg azokat. Ezek a formalizmusok valójában a valóság megismerését és leírását közvetetten segítő tér- vagy síkbeli vonalrendszerek, amelyekkel a nem látható térbeli tulajdonságokat – a fizikai mennyiségekhez igazítva – vizuálissá transzformálják. Az absztrakta fizikai erővonalak megértését azzal is segíthetjük, ha párhuzamot vonunk a fizikai erőterek vizuális jellemzése és a festészetben a kép tartalmi kifejezésére használt technikai megoldások között. A kétféle ábrázolás párhuzamba állításakor – a hasonlóság mellett – hangsúlyozni kell a lényegi különbségeket is, nehogy a fogalmak profán összeolvadása következzen be a tanulók tudatában. A tudomány az erőter vizualizálá-

1. ábra. Súrlódásmentes áramlás párhuzamos áramvonalai a sebességvektorokkal.



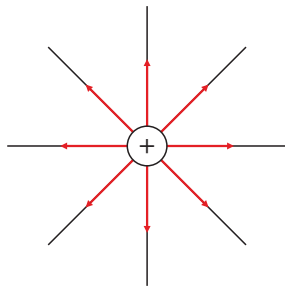
sával objektív mennyiségi leírást ad. Egyazon erőter esetén minden fizikus azonos, de legalábbis nagyon hasonló ábrát készít, illetve az egyforma erőterábrákat azonosan értelmezi. A művészet viszont, lényegéből adódóan, szubjektív látásmódot közvetít (ugyanazon tárgyi valóságot minden művész személyes emocionális szűrőjén keresztül ábrázolja és a műelemzők is eltérő szubjektív véleményeket fogalmazhatnak meg), így az alkotások azonos téma esetén is lényegesen különbözhetnek az egyes művészek interpretációiban. Nem ritkán az is előfordul, hogy egyazon művész többször is megfest egy témát, és ekkor is számottevő különbség jelenik meg alkotásaiban (például a pillanatnyi hangulat befolyásoló hatása, fényviszonyok változása, az idő múlása stb.).

## A tudományos és „művészeti erőterek” párhuzamba állítása

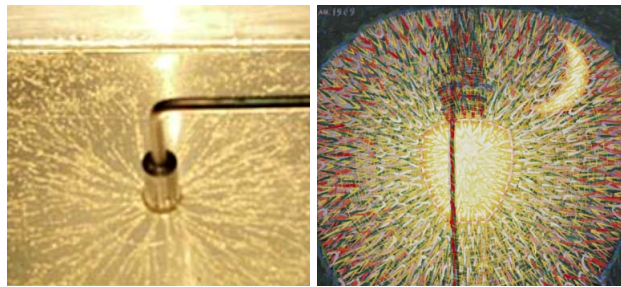
### Centrális erőterek

A fizika tanításában először az elektrosztatikában kap hangsúlyt az erőter. A tér forrása az elektromos töltés. Egyetlen pontszerű töltés által keltett elektromos mező esetén vezetjük be a tér bármely pontjában értelmezhető térerősség-vektorokat, az erővonalakat, az ekvipotenciális szintvonalakat, és ezek kapcsolatát, majd a leírást bonyolultabb terek esetére is kiterjesztjük. Egyszerű ponttöltés körül kialakuló centrális erőteret meghatározhatjuk a Coulomb-törvényen alapuló számítással, de kísérleti módszerrel is. Ez utóbbi esetén egy kerek lapos üvegtábla vékony rétegben olajat öntünk, közepére fémkorongot helyezünk, és azt megosztógépre kapcsoljuk. A feltöltött fémkorong körüli térbe helyezett grízszemek elektromos dipólusá válnak, és ellentétes pólusaikkal egymás felé fordulva rendeződnek a térerősség-vonalak mentén. A tálat átvilágítva a ponttöltés erővonalképe kivetíthető (2. ábra). A kísérlettel kapott kép érzéketlenül mutatja, hogy az erőter centruma (forrása) a töltés. A töltéshez közel az erővonal-sűrűség nagy, távolodva a sugarasan rendeződő búzadaravonalak eltávolodnak egymástól. Az erővonal-sűrűség változását így a térerősség változásával hozzuk kapcsolatba.

A kísérletileg előállított erővonalkép szemléletes ugyan, de nem egyezik meg a fizikai erőterrel, hiszen a nem tökéle-



2. ábra. Tankönyvi ábra a ponttöltés erőterére (a), kísérlettel előállított centrális erővonalkép (b) és G. Balla 1909-ben készült festménye, *Utcai lámpa* (c).



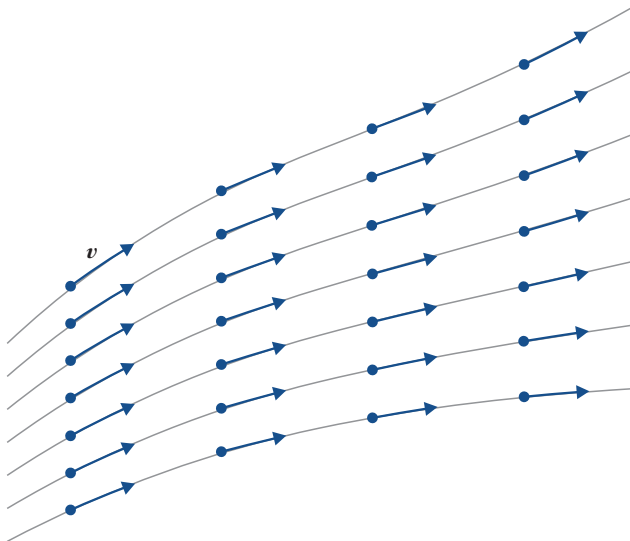
tesen sugárirányban elhelyezkedő grízszemek nem minden pontban adják meg helyesen a térerősségvektor irányát, és a sűrűségeloszlás esetlegessége sem elég ahhoz, hogy belőle a térerősségvektor nagyságát pontosan lehessen kiszámolni. Ha más méretű darálmánnyal kísérletezünk, az erővonalkép is megváltozik (például sűrűsége, de alapvető jellege, centrikus volta megmarad).

A centrális elektrosztatikus tér szintén nem egyezik meg, de hasonlóságot mutat a pontszerű forrás (lámpa) fényeloszlásával. Rendkívül szemléletesen ábrázolja ezt G. Balla olasz futurista művész 1909-ben festett, utcai lámpát ábrázoló képén. A forrásból centrálisan szétterjedő fényt a festő sugarasan elhelyezett színes vonalakkal érzékelteti, és azzal, hogy a fényerősség a lámpától távolodva rohamosan csökken. A kép külön érdekessége, hogy a művész a fizika korabeli eredményeit is ábrázolja a képen. A fényt megjelenítő apró, szivárványszínű vonalakkal a fehér fény köztudott összetettségét és a fény fotonszemléletét jelzik. A festményen a dagadó Hold is megjelenik, ami egyrészt sugallja az éjszakai időpontot, másrészt rokonságot mutat a lámpával, hiszen a Hold másodlagos fényforrásként veri vissza a napfényt. Így – a természetes fény mellett – a festményen az ember által felfedezett mesterséges fényforrás az azt körülvevő tér jellemzőivel jelenik meg.

Van Gogh *Magvetőjén* a kelő Napot (és a magot is), mint szimbólumot láthatjuk (3. ábra, balra). A növény fejlődésének elsődleges energiaforrása a Nap. A belőle kiinduló áramlás eléri a földfelszínt, és átszínezi

3. ábra. a) Vincent Van Gogh: *A Magvető* (The sower, 1888, olaj, vásznon, 64×80 cm) és b) *Fűzfák naplementében* (Willows at Sunset, Arles, 1888, olaj, kartonon, 31,5×34,5 cm). Mindkettő Kröller-Müller Múzeum, Otterlo, Hollandia.



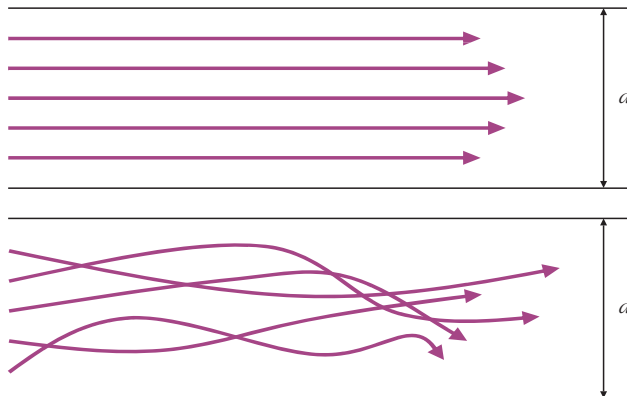


4. ábra. Folytonos közeg áramlási vonalai a sebességvektorokkal.

azt. A kiáramlás rajzolata nagyon hasonlít a magányos ponttöltés erővonalaihoz. Napot ábrázoló más festményén is alkalmazta ezt a centralitást, lásd a 3. ábra jobb oldalát.

## Áramvonalak

A folytonos közegek áramlásának jellemzésére a fizika pályagörbéket, illetve áramlási vonalakat (röviden áramvonalakat) használ. Az áramvonalak azonban nem csak kvalitatív szemléltetői az áramlás tulajdonságainak, hanem kvantitatív leírást is ad. Azaz az áramvonalakat pontosan olyan alakúaknak és sokaságukat olyan sűrűségűnek vesszük fel, hogy az (irányított) áramvonal tetszőleges pontjába húzott érintő megadja az adott pontban a folyadékrezecskék sebességének irányát, a sebesség nagyságát pedig az áramvonalakra merőleges egységnyi felületen áthaladó áramvonalak száma (fluxusa) határozza meg (4. ábra). Ez a meg lehetőségen önkényes rajzi leírás eredményezi a fizikai egzakttságot, ugyanakkor végérvényesen szakít az áramvonalak valóságos térbeli létevel. E kijelentést az áramvonalak életre keltésének egyik módjával lehet igazolni: az áramlási térbe egyenletesen színezéket juttatunk, ekkor a színezék trajektóriája az áramvonalak alakját veszi fel, ha viszont az áramlási sebességet



5. ábra. Az áramlási sebesség növelésekor a párhuzamos áramvonalak (föül) összekuszálódnak (alul).

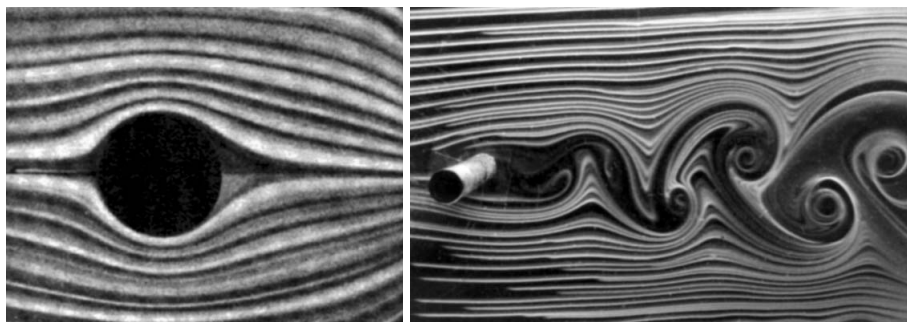
(megfelelő határok között) növeljük, a színezék trajektóriái nem sűrűsödnek be.

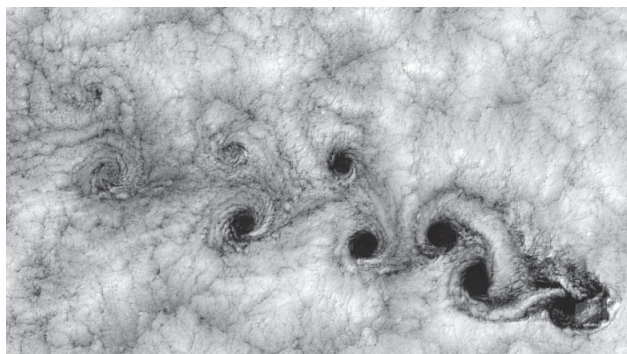
Lassú, sűrűlő áramlások esetén jellemző, hogy a folyadékok rétegesen, konstans sebességgel mozognak, ilyenkor az áramlási vonalak és a pályagörbék hasonló párhuzamos egyenesek (lásd az 5. ábrát föül). Nagy sebességű áramlások esetén, különösen, ha akadályok nehezítik a közeg mozgását, az áramlás rendezettsége megbomlik, az áramvonalak görbültté válnak (örvények keletkeznek), összekuszálódnak (5. ábra, alul) és követhetetlenül folytonosan változnak (a kísérletek során a színes trajektóriák összekeverednek, elmosódnak, de mégis kirajzolnak egy az áramlásra jellemző profilt).

Ilyenkor turbulens áramlásról beszélünk. Az áramvonalképek tehát különböző áramlások esetén jelleükben is megváltoznak (6. ábra).

Az áramvonalak ábrázolása a festészetben is gyakran megjelenik. Bizonyos közegek mozgásának (például szél vagy folyók, vizesések) érzékeltetése érdekében a művész kilép a pillanat ábrázolásából: folyamatban jeleníti meg a teret, ezzel nyitva áll a lehetőség mélyebb tartalmak megjelenítésére is. Így például Van Gogh csillagos egén megfigyelhető örvényes áramlás közelgő vihart vagy nagy erejű szelet idéz meg. A képen jól megfigyelhető a Kármán-féle örvénysor, ami az intenzív áramlás útjában álló akadályok (itt hegyek) mögött keletkezik. Ahogy a hegyek, úgy a szigetek is örvényáramokat keltenek az őket nagy sebességgel elérő légáramlatokban (7. ábra). Mind a két képen egymásba fonódó csikóhal-szerű minták fedezhetők fel.

6. ábra. Lassú, réteges áramlás akadály körül (balra) és a Kármán-féle örvények akadály mögött (jobbra).





7. ábra. Vincent Van Gogh: *Csillagos éj* (The Starry Night, 1889, olaj, vásznon 73×92 cm), az örvényáramok pirossal kiemelve (föül). Egy kis sziget, mint akadály az áramlásban (alul): Alejandro Selkirk (Photo: Jeff Schmaltz / NASA)

*Edvard Munch* norvég expresszionista festő *Sikoly* című világhírű képén (8. ábra, balra) csak a perspektívát adó híd az egyenes vonal (ami a valóságos térbeli helyszín érzetét is adja), minden egyéb hullámzik, mozog és örvénylik, ami lényeges hozzájárulást közvetít, hogy a kép a teljes bizonytalanság érzetét keltse a szemlélőben. A mű eredeti címe *A természet sikolya*. Munch naplójegyzetében olvashatjuk, hogy egyik

8. ábra. Edvard Munch: *Sikoly* (The Scream, 1893) képén látható különleges égbolt nagy hasonlóságot mutat a ritkán előforduló sztratoszférikus felhőkkel.



9. ábra. Héjja Andrea: *Ilyen a bétűő* – Munch „baktériumsikolya” (fotó: Pöstényi Zita / SYNLAB).

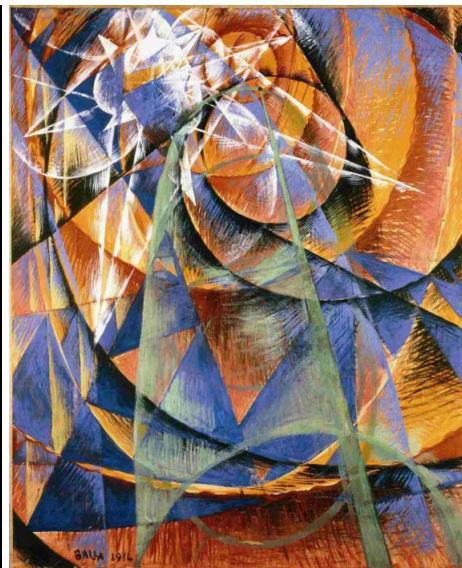
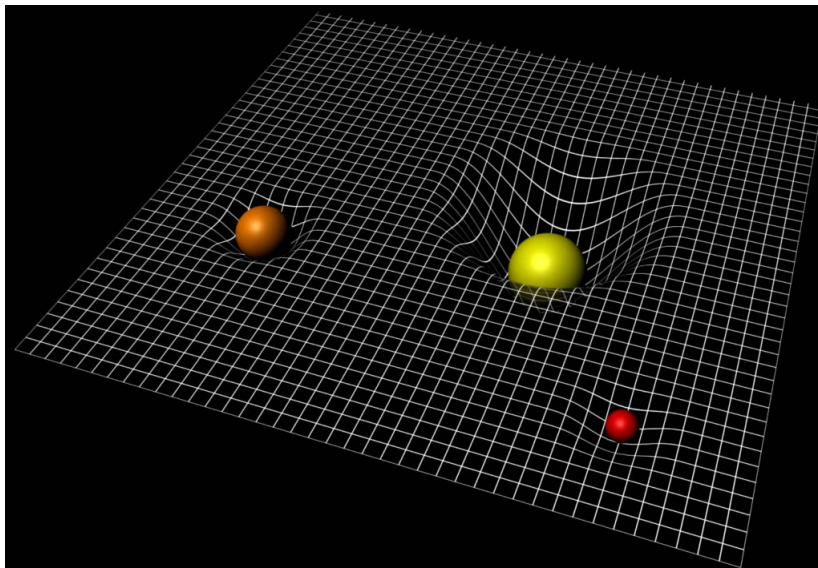
alkalommal fáradtan és betegen figyelte meg a naplementét (innen érthető a vörös égbolt) az Oslo-fjordban (konkrét helyszínen), így érzéseiben a táj félelmetes volt és úgy tűnt, mintha sikoltott volna.

Egyes elemzők szerint a Krakatau-vulkán kitörése okozhatta a művészt megérintő légköri jelenséget, de mivel ezt a kavargó vörös eget csak egy nap tapasztalta Munch (naplójegyzetei szerint), ezért kizárható. Egy másik tanulmány szerint [1] a különleges vörös égbolt oka a téli időszakban 20-30 km fölötti magasságban megjelenő sejtelenesen fénylő poláris sztratoszférikus felhők (8. ábra, jobbra) lehetnek [2].

**Érdeklőség:** a művészet és a tudomány a mikrobiológiánál is találkozik (ilyen például az Amerikai Mikrobiológiai Társaság évenkénti Agar Art versenye, ahol 2019-ben Héjja Andrea *Ilyen a bétűő* – Munch sikolya – alkotása 3. díjat, míg Pöstényi Zita *Magyar népművészete* közönségdíjat kapott), amikor a tudósok festékként élő mikroorganizmusokat alkalmaznak képi megjelenítésre [3]. Különböző színű baktériumokat, gombákat tenyésztettek ki a Petri-csésze elhatárolt tartományaiban (9. ábra).

## A téridő görbültsége

A gravitáció einsteini elméletében nem létezik gravitációs erőter, a gravitációnak tulajdonított kölcsönhatás látszatát csupán az anyagi objektumok téridőre gyakorolt hatása okozza, amit téridő-görbültségnek nevezünk. A téridő szemléltetése viszont korántsem egyszerű. A kétdimenziós



10. ábra. A téridő szemléltetésére alkalmazott modell és G. Balla: *A Merkúr elbalad a Nap előtt* (Mercury Passing in Front of the Sun).

felületek görbültsége még jól szemléltethető, hiszen készíthetünk például kúpfelület alakú makettet (3D), s ezen tanulmányozhatjuk a sík és a görbült felületek közötti különbségeket (10. ábra, balra). A görbültséget tehát csak akkor láthatjuk, ha egy további (itt: harmadik) dimenzióban eltávolodunk a felülettől. Ezt a 3 tér- és 1 idődimenziót magában foglaló téridővel csak úgy tehetnénk meg, ha az 5. dimenzióba lépnénk ki, ami számunkra elképzelhetetlen.

Nem kis feladatra vállalkozik a festőművész, amikor az anyag jelenlététől megváltozott tér ábrázolására vállalkozik. G. Balla *A Merkúr elbalad a Nap előtt* című festményén a Merkúr pályamozgását ábrázolja az őt körülvevő térszerkezet megfestésével (10. ábra, jobbra). A töredezett térformák a tér inhomogenitását sugallják, a spirális vonal pedig a pálya időbeli változását szemlélteti, akárcsak a fizikai trajektóriáknál tapasztalhatóan.

*Érdekesség:* a *Csillagok között* (Interstellar, 2014) című filmben a terünknel nagyobb dimenziók szemléltetésére vállalkoznak a film készítői.

## A fizikai erővonalak direkt hatása a festészetre

A fent említett példák arra utaltak, milyen hasonlóságokat találhatunk a fizika és a művészet térfelfogásával kapcsolatban. A mai modern művészetben azonban nem egyedülálló, ha valamelyik műalkotás bizonyos fizikai fogalmak átgondolásáról szól, ilyenek például entrópia, energia, sebesség stb. Pirk László festőművész *Fűga* sorozata a mágneses erővonalakra épül. Kapcsolatot teremt a képen a zene, a fizika (mágneses erőter), a fény elemen-

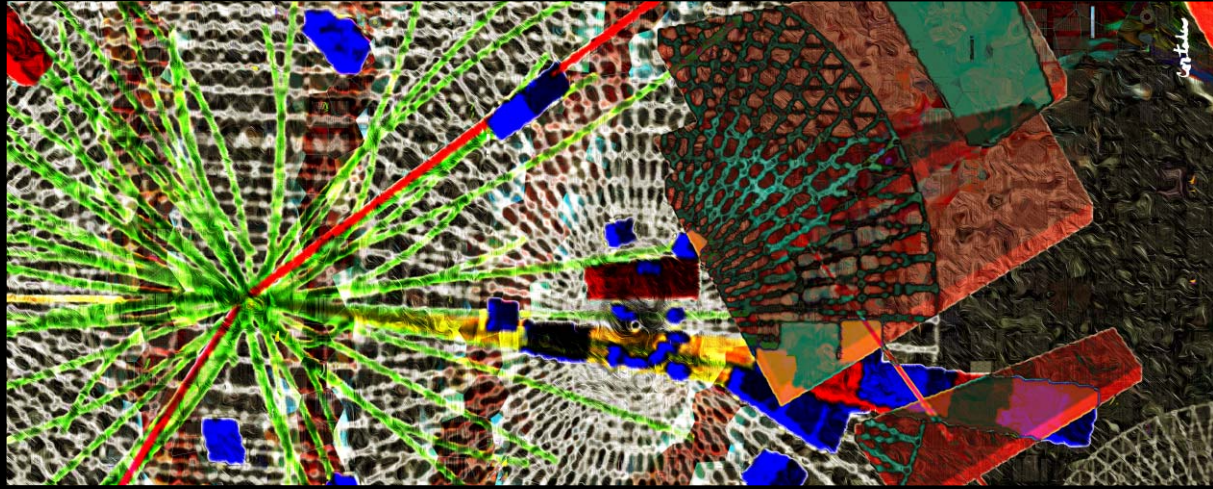
táris léte, a forma és a festészet között. A *Kupola fűga* című festményének (11. ábra) tanórai elemzése nemcsak jó példája a tudomány és a művészet integrációjára, hanem a fizikát tanuló diákok szemléletét is befolyásolhatja, segítve ezzel a tantárgy jobb megítélését.

### Irodalom

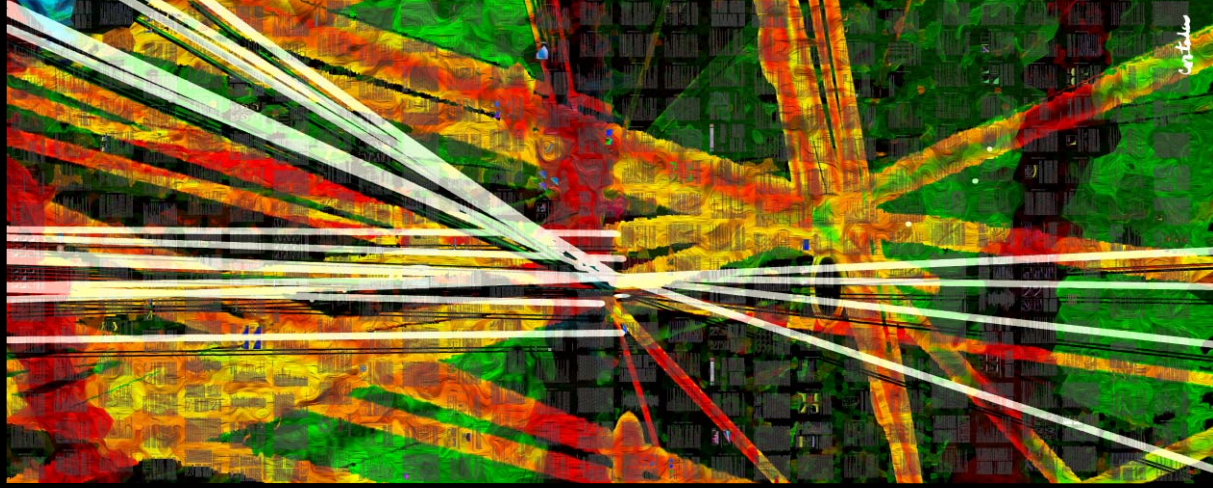
1. <https://blogs.egu.eu/geolog/2017/04/26/extraordinary-irides-cent-clouds-inspire-munchs-the-scream/>
2. <http://fizikaiszemle.hu/archivum/fsz1409/StonawskiT.pdf>
3. <https://qubit.hu/2019/11/08/magyar-mikrobiologusok-bakteriu-mokbol-festettek-meg-munch-sikolyat>

11. ábra. Pirk László *Kupola fűga* című olajfestménye.

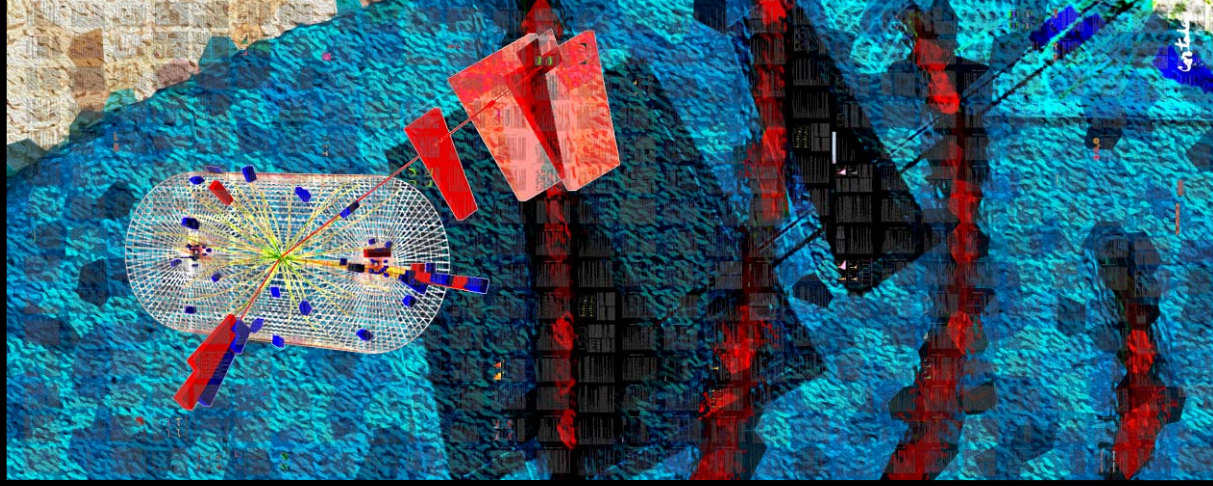




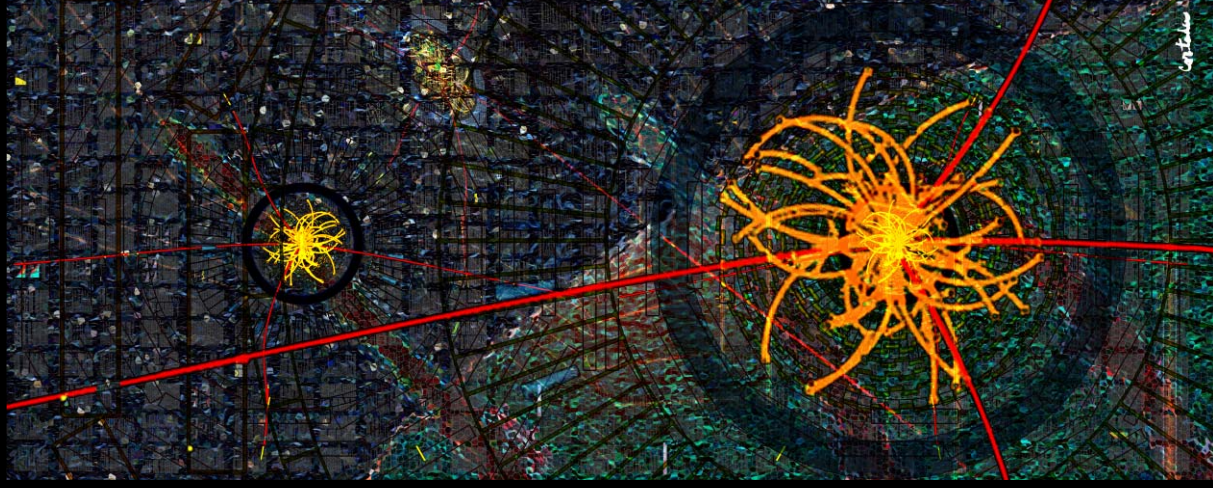
$H \rightarrow \gamma\gamma$



$H \rightarrow b\bar{b}$



$H \rightarrow \tau\tau$



$H \rightarrow ZZ$

Xavier Cortada (Pete Markowitz fizikus részvételével): A Higgs-bozon nyomában